LB
FEB 2 1923
Phys. Lab.

Physikalische Zeitschrift

Begründet von E. Riecke und H. Th. Simon

Herausgeber:
Professor Dr. **M. Born** und
Professor Dr. **P. Debye**

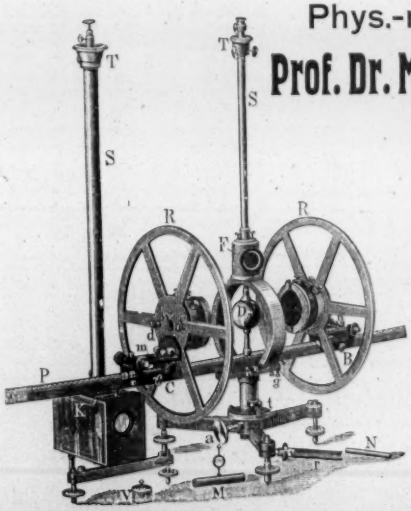
Schriftleiter:
Dr. **Hans Küstner** in Göttingen

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von zwei bis vier Bogen zum Preise von vierteljährlich 3000 Mark, bei unmittelbarer Zustellung unter Kreuzband 360 Mark, im Ausland Schweiz Frcs. 9. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung, die Post sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit 100.– Mark, Beilagen nach Vereinbarung berechnet; bei Wiederholungen tritt Ermäßigung ein.

Alle Manuskriptsendungen und darauf bezügliche Zuschriften sind zu richten entweder an die Herausgeber: Professor Dr. M. Born, Göttingen, Planckstraße 21, und Professor Dr. P. Debye, Zürich, Physikgebäude, Gloriastr. 35 oder an die Schriftleitung: Dr. Hans Küstner, Göttingen, Bunsenstraße 9, Physikalisches Institut der Universität, alle Büchersendungen und Anzeigenaufträge an den

Verlag von **S. Hirzel** in Leipzig, Königstraße 2

No. 3. 1. Februar 1923 No. 631. **24. Jahrgang.**



Phys.-mech. Institut von
Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,
München.

Spiegel-Galvanometer
für
absolute Messungen.

Katalog 30 erschienen und ebenso wie Spezialliste No. 29 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.

Mit einer Beilage von S. Hirzel in Leipzig, betreffend: Lichtenstein, Astronomie und Mathematik.

Inhaltsverzeichnis:

(B. = Besprechungen.)

Seite

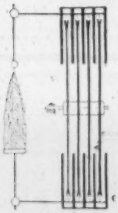
Aberrationstheorie: Zur —, v. P. S. Epstein . . . 64
Max Abraham†, v. M. Born u. M. v. Laue 49
Achsenrotation: Über die Gesetzmäßigkeit der — der Planeten, v. A. Klose 66
— Mitteilung dazu v. H. Kaul 67
Blochmann, E. W. u. H. Naatz, Das zeichnerische Integrieren mit dem Integranten. (B.) 72
Born, M. u. M. v. Laue, Max Abraham† 49
Elektronenemission: Sekundäre — in Glühkathodenröhren, v. A. Goetz. (Schluß.) 53
Epstein, P. S., Zur Aberrationstheorie 64
Fluglehre, v. R. v. Mises. (B.) 72
Flüssigkeiten: Das Tyndallphänomen in —, v. R. Gans 65
Föppl, A., Vorlesungen über technische Mechanik, v. (B.) 72
Gans, R., Das Tyndallphänomen in Flüssigkeiten . . 65
Glühkathodenröhren: Sekundäre Elektronenemission in —, v. A. Goetz. (Schluß.) 53
Goetz, A., Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren. (Schluß.) 53
Heisenberg, W., Die absoluten Dimensionen der Kármánschen Wirbelbewegung (diese Zeitschr. 23, 393, 1922). Mit Bemerkung von L. Prandtl. (Berichtigung.) 72
Integrant: Das zeichnerische Integrieren mit dem —, v. H. Naatz u. E. W. Blochmann. (B.) 72

Seite

Kar, K. C., Über die Schwingungen eines Teilchens unter periodisch wiederholten Impulsen 63
Karolus, A. u. E. Marx, Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität . . . 67
Kathodenstrahlen: Demonstrationsversuch über die magnetische und elektrische Ablenkung von —, v. E. Mauz 70
Kaul, H., Mitteilung zu A. Klose, Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der Planeten . . . 67
Klose, A., Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der Planeten 66
— — Mitteilung dazu von H. Kaul 67
v. Laue, M. u. M. Born, Max Abraham† 49
Marx, E. u. A. Karolus, Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität . . 67
Mauz, E., Demonstrationsversuch über die magnetische und elektrische Ablenkung von Kathodenstrahlen . 70
Mechanik: Vorlesungen über technische —, v. A. Föppl. (B.) 72
v. Mises, R., Fluglehre. (B.) 72
Naatz, H. u. E. W. Blochmann, Das zeichnerische Integrieren mit dem Integranten. (B.) 72
Planeten: Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der —, v. A. Klose 66
— Mitteilung dazu v. H. Kaul 67
Schwingungen: Über die — eines Teilchens unter periodisch wiederholten Impulsen, v. K. C. Kar . . . 63
Spulen: Messung der Kapazität dünndrähtiger — von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität, v. E. Marx u. A. Karolus . 67
Stern, O., Über den experimentellen Nachweis der räumlichen Quantelung im elektrischen Feld (diese Zeitschr. 23, 481, 1922). Diskussion hierzu 71
Thomsonsche Gleichung: Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der — von der Größe der Zusatzkapazität, v. E. Marx u. A. Karolus . . . 67
Tyndallphänomen: Das — in Flüssigkeiten, v. R. Gans 65
Vorträge und Diskussionen des deutschen Physikertages Leipzig vom 17.—24. September 1922. Diskussion zum Vortrag Stern (diese Zeitschr. 23, 481, 1922) 71

D.R.P. **Wommelsdorfsche** *Neu!*

Kondensatormaschinen



Neue Type. Leistung wie 10-30 Influenzmaschinen gleicher Größe. Betriebssicher. Idealer Laboratoriumsgenerator für Gleichstrom v. 100–250000 Volt, Röntgen, Braunsche Röhre, Hochfrequenz.

Influenzmaschinen

Wommelsdorfscher Elektrophor und Verstärkungsflasche (variabel).

Berliner Elektros-Ges. m. b. H.

Berlin-Schöneberg, Mühlenstr. 10

Einbanddecken zur Physikalischen Zeitschrift 1922 sind vorrätig und können zum Preise von M. 1200.— durch jede Buchhandlung oder vom Verlag S. Hirzel in Leipzig, Königstr. 2 bezogen werden.

Fernsprecher: Anno 2244 und Rheinl. 9821

Janke & Kunkel A.-G., Köln Im Sionstal 29 bis 31

Fabrik physiko-chemischer Apparate — Präzisions-Glasbläserei.

Feinmechanische Konstruktions-Werkstätten für Versuchs- und Forschungs-Apparate

Apparatur zur Bestimmung der inneren Struktur und der Größe von Kolloidteilchen mittels Röntgenstrahlen nach P. Scherrer.
Photometer — Kolorimeter — Chrometer.

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 3. 1. Februar 1923. Redaktionsschluß für No. 5 am 10. Februar 1923. 24. Jahrgang.

INHALT:

M. Born u. M. v. Laue, Max Abraham †. S. 49.

Originalmitteilungen:

A. Goetz, Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren. (Schluß.) S. 53.

K. C. Kar, Über die Schwingungen eines Teilchens unter periodisch wiederholten Impulsen. S. 63.

P. S. Epstein, Zur Aberrationstheorie. S. 64.

R. Gans, Das Tyndaliphänomen in Flüssigkeiten. S. 65.

A. Klose, Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der Planeten. (Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit von H. Kaul.) S. 66.

H. Kaul, Mitteilung an die Redaktion. S. 67.

E. Marx u. A. Karolus, Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität. S. 67.

E. Mauz, Demonstrationsversuch über die magnetische und elektrische Ablenkung von Kathodenstrahlen. S. 70.

Diskussion zu dem Vortrage von O. Stern „Über den experimentellen Nachweis der räumlichen Quantelung im elektrischen Feld diese Zeitschr. **23**, 481, 1922". (Gehalten auf dem deutschen Physikertage in Leipzig.) S. 71.

Besprechungen:

R. v. Mises, Fluglehre. S. 72.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik S. 72.

H. Naatz und E. W. Blochmann, Das zeichnerische Integrieren mit dem Integranten. S. 72.

Berichtigung. S. 72.

Personalien. S. 72.

Max Abraham.

Von M. Born u. M. v. Laue.

Am 16. November 1922 ist Max Abraham im Alter von 47 Jahren einer langen, schweren Krankheit erlegen. Er war ein treuer Mitarbeiter dieser Zeitschrift; darum sei es uns vergönnt, an dieser Stelle das Bild des eigenartigen Mannes festzuhalten und seine Bedeutung für die Entwicklung der theoretischen Physik darzustellen.

Max Abraham wurde 1875 in Danzig geboren. Er studierte in Berlin bei Planck und wurde nach seiner Promotion sein Assistent. 1900 habilitierte er sich in Göttingen; hier hat er seine wichtigsten Arbeiten gemacht, hier seine wirksame Lehrtätigkeit entfaltet, hier sein Buch geschrieben, das den größten Teil seiner Lebensarbeit zusammenfaßt.

Dieses Lebenswerk galt der Ausgestaltung der Maxwellschen Theorie der Elektrizität und des Magnetismus, die man heute im Gegensatz zur Quantentheorie als die „klassische" Elektrodynamik bezeichnet.

Schon seine erste Arbeit, die Berliner Inaugural-Dissertation vom Jahre 1897, die in erweiterter Form in den Annalen erschien, behandelt ein Problem aus diesem Gebiete, die elektrischen Schwingungen in einem stabförmigen Leiter, und zeigt seine Gedankenrichtung in voller Klarheit. Die Maxwellschen Feldgleichungen sind

sein sicherer, wohlbegründeter Ausgangspunkt. Alle Fragen der Elektrodynamik reduzieren sich ihm auf Randwertaufgaben dieser Differentialgleichungen. So behandelt er hier die Schwingungen eines leitenden, im Dielektrikum eingebetteten Rotationsellipsoides und beweist die Existenz unendlich vieler, annähernd harmonischer Oberschwingungen; durch den Grenzfall eines sehr langen, dünnen Ellipsoides gewinnt er dann die Gesetze für den stabförmigen Leiter, die Antenne, auf denen viele seiner späteren Arbeiten über die Grundlagen der drahtlosen Telegraphie beruhen. Dieser ersten Abhandlung über elektrische Schwingungen folgten noch zahlreiche andere: über die Vorgänge in einem frei endigenden Draht, über die Wellen in Paralleldrähten, über die energetischen Verhältnisse bei Drahtwellen, über die Strahlungsdämpfung in Antennen usw.

Von Anfang an war Abraham bemüht, die mathematischen Hilfsmittel seinen Problemen anzupassen. Gleich in seiner zweiten Veröffentlichung „Über einige bei Schwingungsproblemen auftretende Differentialgleichungen" gebrauchte er zur Darstellung der Feldgesetze die Vektoranalysis, und er hat dieses formale Hilfsmittel systematisch vervollkommnet und ausgebaut. Sein Einfluß hat wesentlich dazu beigetragen, daß der Gebrauch der Vektorschreibweise sich in Deutschland schnell eingebürgert hat. Die erste zusammenhängende Darstellung der Vektoranalysis gab er 1901 in einem Artikel der Enzyklopädie der mathematischen Wissenschaften (Bd. IV, Mechanik; Art. 14, Geometrische Grundbegriffe); sie weicht in manchen Punkten von den späteren Fassungen ab, vor allem fehlt noch die systematische Verwendung gotischer Lettern für Vektoren. Diese übernahm Abraham aus dem Föpplschen Lehrbuch der Elektrizität in die von ihm neu bearbeiteten Auflagen, von denen nachher die Rede sein wird. Dieselbe Schreibweise ist dann im Bd. V, Physik, der Enzyklopädie durchgeführt worden und hat sich von hier aus weit verbreitet.

Im Jahre 1902 erschien in den Göttinger Nachrichten die Arbeit Abrahams, die wohl als die wichtigste gelten darf, über die Dynamik des Elektrons. Kurz vorher hatte Kaufmann, ebenfalls Privatdozent in Göttingen, seine berühmten Versuche über die Ablenkung von Kathodenstrahlen angestellt, aus denen sich ergab, daß das Verhältnis von Ladung und Masse des Elektrons eine Funktion der Geschwindigkeit ist. Hierdurch angeregt, wurde Abraham zur Beschäftigung mit der Lorentzschen Elektronentheorie geführt; sicherlich hat ihn hierbei auch die Klarheit der Grundlagen dieser Theorie angezogen, handelt es sich doch wieder um Integrationsprobleme der Maxwellschen Feldgleichungen, die er mit einer Sicherheit beherrschte, wie keiner zuvor. Hier insbesondere kam es darauf an, den Begriff der elektromagnetischen Masse des Elektrons, der schon vorher von Thomson, Morton und Searle, Wien u. a. gebildet worden war, klar herauszuarbeiten und Formeln für die Abhängigkeit der Masse von der Geschwindigkeit zu gewinnen. Das gelang Abraham durch Anwendung des von Poincaré und Lorentz geschaffenen Begriffs der elektromagnetischen Bewegungsgröße. Außerdem mußte noch eine Annahme über die Natur des Elektrons hinzukommen; Abraham machte die damals nächstliegende und energetisch einfachste Annahme, daß das Elektron absolut starr sei. Hierdurch gewann er seine berühmten Ausdrücke für die longitudinale und transversale Masse des Elektrons, die mit den Kaufmannschen Versuchen innerhalb deren Genauigkeit in Übereinstimmung waren. Als bei der Karlsbader Naturforscher-Versammlung vom Jahre 1902 Kaufmann und Abraham nacheinander von ihren Ergebnissen berichteten, gewannen die Hörer den Eindruck, dem Max Planck Ausdruck verlieh, daß die Grundlage für ein umfassen-

des elektromagnetisches Weltbild geschaffen worden sei.

Bald darauf griff Abraham wieder ein fundamentales Problem an, dessen Bedeutung zwar auf ganz anderem Gebiete liegt als die Dynamik des Elektrons, welches aber mit dieser den Umstand gemein hat, daß es sich um ein Integrationsproblem der Maxwellschen Gleichungen handelt. Es war das Problem der Reflexion an bewegten Spiegeln und des dabei auftretenden Lichtdrucks. Boltzmann und W. Wien hatten den Zusammenhang dieser Vorgänge mit den Gesetzen der schwarzen Strahlung erkannt und Wien hat das nach ihm benannte Verschiebungsgesetz durch Anwendung der Spiegelungsformeln erhalten. Abraham hielt Wiens Deduktionen nicht für einwandfrei und gab eine ausführliche und strenge Ableitung der Vorgänge am bewegten Spiegel. In der sich hieran knüpfenden Diskussion mit Wien trat zum ersten Male Abrahams Neigung zu übertrieben absprechenden Urteilen hervor, obwohl sein Angriff gar nicht dem Verschiebungsgesetz als solchem, sondern Einzelheiten der Ableitung galt.

Im Jahre 1904 übernahm Abraham die Bearbeitung der zweiten Auflage des Lehrbuchs von Föppl „Einführung in die Maxwellsche Theorie der Elektrizität". Dieses Werk, ursprünglich dazu bestimmt, den Elektrotechnikern die Gedankenwelt Faradays und Maxwells nahezubringen, wurde in der Bearbeitung von Abraham immer mehr das deutsche Standardwerk der Elektrodynamik, aus dem ganze Generationen von Physikern ihre Kenntnisse geschöpft haben und noch immer schöpfen. Abraham fügte 1905 einen zweiten Band hinzu, der die elektromagnetische Theorie der Strahlung enthielt und recht eigentlich sein Lebenswerk zur Darstellung bringt. Denn er enthält all die genannten Arbeiten Abrahams, sowohl über die Strahlung der Antennen, als auch die Dynamik des Elektrons und die Gesetze der bewegten Spiegel, eingeordnet in das Gebäude der Lorentzschen Elektronentheorie, dessen großartiger Plan auch die späteren Arbeiten Abrahams und anderer Forscher aufnehmen konnte. Jede der folgenden Auflagen wurde nach dem neuesten Stande der Forschung ergänzt; dabei wurde der Stoff so verarbeitet, daß er Prägung Abrahamschen Geistes erhielt. In dieser Eigenart und der absoluten Zuverlässigkeit beruht der Wert des Werkes, das wohl noch lange die Grundlage des Unterrichts in der Elektrodynamik bilden wird.

Noch einmal hat Abraham ein Teilgebiet der Elektrodynamik zusammenfassend dargestellt, in dem Artikel Nr. 18, Elektromagnetische Wellen, des 5. Bandes der mathematischen Enzyklopädie.

Der Relativitätstheorie hat Abraham erst dann seine Aufmerksamkeit geschenkt, als sie die seinem Wesen notwendige mathematische Klarheit durch Minkowskis Eingreifen gewonnen hatte. Zur engeren Zusammenarbeit zwischen diesen beiden Männern ist es nicht gekommen; dazu waren ihre Charaktere und ihre Temperamente zu verschieden. Auch war Abraham in diesen Jahren viel von Göttingen fort. Er begann unter der Zurücksetzung zu leiden, als er sich bei der Besetzung von Lehrstellen mehrfach übergangen sah, und folgte gern einer Einladung der amerikanischen Universität Illinois, dort eine Professur zu übernehmen. Aber die geistige Atmosphäre einer kleinen amerikanischen Universität konnte ihm nicht behagen, und er kehrte nach einem halben Jahr, an vielen Erfahrungen reicher, nach Göttingen zurück. Im Jahre 1909 erhielt er eine Professur für theoretische Mechanik in Mailand; dort gelang es ihm, sich einzuleben. Von den besten Physikern Italiens geachtet und geehrt, hat er viele Jahre eine fruchtbare Lehr- und Forschertätigkeit ausgeübt und seiner neuen Heimat ein herzliches Gefühl der Dankbarkeit entgegengebracht.

Seine wissenschaftlichen Arbeiten galten nun vorwiegend den Problemen, die durch

die Relativitätstheorie angeregt worden sind. Er war kein Anhänger dieser Lehre; aber er war ein achtbarer Gegner, der mit ehrlichen Waffen kämpfte und eine Niederlage nicht durch Zetern und unsachliche Argumente zu vertuschen suchte. Ihm waren die Abstraktionen Einsteins im Herzen zuwider; er liebte seinen absoluten Äther, seine Feldgleichungen, sein starres Elektron wie ein Jüngling seine erste Flamme, deren Andenken kein späteres Erlebnis auslöschen kann. Aber er behielt den klaren Kopf und wollte nicht logische Widersprüche suchen, wo ein durchsichtiger mathematischer Formalismus für den, der die Mühe nicht scheut, jeden Winkel des Gebäudes aufhellt. Seine Einwände beruhten eben auf physikalischen Grundüberzeugungen, an denen er rein gefühlsmäßig so lange wie möglich festhielt, und nicht auf Unkenntnis, wie bei den meisten Gegnern Einsteins. So hat Abraham auch selbst wertvolle Beiträge zum Ausbau der Minkowskischen Elektrodynamik geliefert, insbesondere über die Frage des Energie-Spannungstensors in bewegter Materie; diese Arbeiten sind zum großen Teil in italienischer Sprache erschienen. Sein Hauptangriff gegen Einstein erfolgte, als dieser die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit zugunsten einer Theorie der Gravitation aufgab; hier kam Abraham zu dem ungerechten Urteil, daß sich die Relativitätstheorie mit der Aufgabe dieses Prinzips selber aufhebe. Aber bald erkannte er selbst die ungeheure Bedeutung dieses Schrittes Einsteins und begann, im Wetteifer mit diesem, mit Mie, Nordström u. a., eine Theorie der Gravitation zu entwickeln. Es handelt sich dabei um eine „skalare" Theorie des Gravitationspotentials, das durch eine Potenz der Lichtgeschwindigkeit dargestellt wird. Schließlich hat dieser Ansatz, wie die ähnlichen von Mie und Nordström, vor Einsteins riesigem Gebäude der „tensoriellen" Theorie in den Schatten treten müssen. Abraham hat dem einen von uns bei einer letzten Begegnung in Bozen 1920 gesagt, daß er gegen die logische Geschlossenheit der Einsteinschen Theorie keine Einwände habe und sie als die einzig mögliche Durchführung des Gedankens der allgemeinen Relativität anerkenne und bewundere. Aber dieser Gedanke sei ihm durchaus unsympathisch und er hoffe, daß die astronomischen Beobachtungen ihn widerlegen und den alten absoluten Äther wieder zu Ehren bringen würden.

Durch den Krieg wurde Abraham 1915 gezwungen, Italien zu verlassen. 1917—19 war er im Kriegsdienst; einen Teil dieser Zeit war er zur Telefunkengesellschaft abkommandiert, wo er seine reichen Kenntnisse auf dem Gebiete der elektromagnetischen Wellen den technischen Fortschritten des Funkerwesens dienstbar machte. Seine letzten Arbeiten sind sämtlich der Theorie der drahtlosen Telegraphie gewidmet. Zum Teil behandeln sie den Ausbreitungsvorgang elektromagnetischer Wellen und greifen damit auf seine ersten Arbeiten zurück. Zum andern Teil haben sie die Theorie der modernen Elektronenröhren zum Gegenstand.

Nach dem Kriege versuchte Abraham seine italienische Stellung wiederzugewinnen oder wenigstens seine beschlagnahmte Habe zurückzuerhalten; doch scheiterten alle seine Bemühungen. In Stuttgart hat er vertretungsweise zwei Semester Vorlesungen gehalten. Endlich, als seine Mittel fast erschöpft waren, erhielt er einen Ruf nach Aachen als Professor für theoretische Mechanik. Als die deutsche Wissenschaft die Schuld, die sie diesem Manne gegenüber hatte, einlösen wollte, war es zu spät. Auf der Reise nach Aachen, im April 1922, erkrankte er in München an einer Gehirngeschwulst und mußte sich einer schweren Operation unterziehen. Im August glaubte man ihn auf dem Wege der Genesung, aber im September kam die Geschwulst wieder und führte zum Ende. Seit dem Beginn der Krankheit konnte er nicht schreiben.

nach dem Neuauftreten der Geschwulst im September auch nicht sprechen. Aber sein Geist blieb klar bis wenige Tage vor dem Tode.

Sein Ende war qualvoll, wie sein Leben tragisch war. Die Wurzeln seines Schicksals lagen tief in seinem Charakter und seiner Begabung begründet. Klarheit war der Grund seines Wesens, sowohl im Kopf wie im Herzen. Klarheit spiegelt sich aus allen seinen Werken und Klarheit stand ihm, so möchten wir glauben, höher noch als das Entdecken neuer Tatsachen. Wo immer er sie vermißte, setzte er mit scharfer, manchmal in der Form übertriebener Kritik ein. Trug ihm schon dies manche Feindschaft ein, so tat dies erst recht die Satire, mit der er im Gespräche die persönlichen Schwächen seiner Fachgenossen zu geißeln pflegte. Er schonte in der Tat niemand. Denn wer wäre frei von Schwächen? Und einen Witz, der ihm einfiel, für sich zu behalten, das ging über seine Kraft. Und doch, wem die eigene Würde nicht den Sinn für Humor verbot, konnte ihm eigentlich nicht zürnen. Seine so treffenden Witze sollten niemandem schaden. Sie waren die ihm angeborene Waffe, mit der er sich gegen die unerfreulichen Seiten des Lebens wehrte, und entsprangen einer unbedingt aufrichtigen Gesinnung. Wie hat er selbst seinen Fehler doch so wunderbar gekennzeichnet, als er auf die Frage: „Wie stehen Sie zu Ihren Kollegen in Mailand?“ die Antwort gab: „Vortrefflich, ich beherrsche die Sprache noch nicht so ganz“!

Trotzdem und trotz der treuen Freundschaft, welche er denen, die zu ihm hielten, entgegenbrachte, ist es Tatsache, daß ihn dieser Charakterzug fast vollständig um die seinen Arbeiten gebührende Anerkennung gebracht hat. Wir fürchten, spätere Geschlechter werden darin weniger ein schlechtes Zeichen für ihn, als für den im deutschen Berufungswesen herrschenden Geist erblicken. Denn in die Geschichte der Physik wird er eingehen als der Vollender der klassischen Elektrodynamik.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Sekundäre Elektronenemission in Glühkathodenröhren.

Von A. Goetz.

(Auszug aus der Göttinger Dissertation.)

(Schluß.)

d) Diskussion II. (Zweiter Teil.)

Bevor zu einer speziellen Betrachtung der sekundären Emission übergegangen wird, soll nun an Hand der obigen Versuchsergebnisse die sich ergebenden Schlüsse auf die Mechanik des Elektronenaustrittes aus glühenden Körpern gezogen werden.

Zur Annahme einer „Raumladung“ wurden bekanntlich Langmuir (l. c.) und Schottky durch die Tatsache veranlaßt, daß in jedem Falle ein positiv gerichtetes Feld dem Glühdraht gegenüberstehen muß, um alle bei einer bestimmten Temperatur emittierten Elektronen an die Anode zu bringen (Sättigungsstrom).

Bei diesen Betrachtungen ist vorausgesetzt, daß die Elektronen mit der (angenähert) Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung austreten, da man die Ergebnisse der kinetischen Gastheorie auf die Elektronen anwandte. Experimentell haben Richardson und Brown[1]) die Verteilung der Geschwindigkeiten austretender Elektronen im Vakuum bestimmt und die theoretischen Annahmen bestätigt.

In ähnlicher Weise wie dort, wurde hier verfahren, da man durch Gl. (6) es durch geeignete Abmessung von E_a und E_g in der Hand hat, den Elektronen jeden beliebigen Tot-

1) Richardson u. Brown, Phil. Mag. (6) **16**, 353, 1908; **16**, 890, 1908; **18**, 681, 1909.

punktslagenabstand zu geben, also die mit großer Eigengeschwindigkeit austretenden Elektronen „auszusieben".

Wie müßte nun die $J_a = f(E_a)$ für $E_g = \text{const}$ Kurve verlaufen, für den Fall, daß keine sekundäre Emission stattfände? Da es ja erwähntermaßen unmöglich ist, den Verlauf des primären Stromes allein zu bestimmen, so ist man in gewissem Sinne auf Extrapolation angewiesen. Hausser hat diese schon vorgenommen auf Grundlagen, die in der Abhandlung nicht auseinandergesetzt werden, die aber in prinzipiellem Gegensatz zu den in dieser Arbeit gemachten Erfahrungen stehen. Nach Hausser tritt nämlich erst dann die volle Zahl der durch das Gitter laufenden Elektronen an die Anode, wenn $E_g = E_a$ geworden ist. Die in Fig. 13 gefundenen Werte zeigen deutlich, daß dieser „Sättigungsstrom" schon vorhanden ist, wenn E_g noch 30 Proz. größer als E_a ist. Bei den meisten Aufnahmen kommt diese Erscheinung nicht in dem Maße oder überhaupt nicht zur Geltung, weil die Sekundäremission auch bei kleinen $E_g - E_a$ noch hohe Werte hat, welche sich dem primären Stromverlauf überlagern. Diese Tatsache geht auch direkt aus Gleichung (6) hervor.

Unter der Voraussetzung der reinsten Vakuumverhältnisse ist die Gegenwart des Gitterpotentials ohne jeden beschleunigenden Einfluß auf die Geschwindigkeit der Elektronen, und ihre kinetische Energie bei Anprall auf die Anode setzt sich (im Gegensatz zu der Hullschen Darstellung) allein aus der Wärmenergie des Glühdrahtes (spontane Austrittsenergie) und aus der potentiellen Energie infolge der Anodenspannung zusammen. Infolgedessen müßten bei der Annahme, daß die an der Glühdrahtoberfläche befindlichen Elektronen die Geschwindigkeit o hätten, bei einer von o verschiedenen Anodenspannung sämtlich hierher wandern. Berücksichtigt man die im entgegengesetzten Richtungssinn wirkende Kraft der Raumladung, so ist die Wirkung eines hohen Gitterpotentials die, daß es die Bremsung durch die Raumladung überwindet, so daß diejenigen Elektronen, deren thermische Energie nicht ausreichte, die Potentialschwelle am Glühdraht zu überwinden, nun mit einer Geschwindigkeit (v') durch die Maschenebene des Gitters treten, die kleiner ist als:

$$v = \sqrt{2} \cdot \sqrt{e/m \cdot E_g} \qquad (7)$$

(v besäßen diejenigen Elektronen, deren thermische Energie gerade so groß wäre, als die Bremsung durch die Raumladung). Da der Einfluß des Anodenpotentials nach Tabelle II auf die Größe des Emissionsstromes der Gitterspannung gegenüber zu vernachlässigen ist, so genügt, um Sättigungsstrom an der Anode zu erreichen, ein E_a, das ausreicht, $v - v'$ zu überwinden, wenn v' die Durchtrittsgeschwindigkeit durch das Gitter bedeutet.

Also ist die Bedingung für „Sättigungsstrom" an der Anode:

$$E_a = \frac{(v - v')^2 m}{2e}, \qquad (8)$$

oder nach (7):

$$E_a = \frac{(\sqrt{2} \cdot \sqrt{e/m E_g} - v')^2 m}{2e}. \qquad (8a)$$

Danach muß allerdings, wenn der Bedingung genügt werden soll, $E_a = E_g$ werden, falls $v' = 0$, d. h. solange die kleinste Durchtrittsgeschwindigkeit durch das Gitter = o ist, d. h. solange E_g noch nicht die Potentialschwelle der Raumladung überwinden kann, solange als noch keine Sättigung zwischen Gitter und Glühdraht erreicht ist. Praktisch ist das nun bei allen verwendeten Gitterpotentialen der Fall, so daß also nach (8a) E_a beträchtlich kleiner sein kann als E_g.

Der Verlauf der $J_a = f(E_a)$-Kurve hängt nun, wenn man von der sekundären Emission absieht, ab von der Verteilung von v' auf die Gesamtemission, die der Maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung folgt.

Bedeutet H die Häufigkeit des Auftretens eines bestimmten v', α diejenige Geschwindigkeit, die in der Gesamtemission am häufigsten vertreten ist, d. h. in jedem Fall die wahrscheinlichste Geschwindigkeit, so ist der Zusammenhang:

$$H = C \cdot \frac{v'^2}{\alpha^3} + e^{-\frac{v'^2}{\alpha^2}}. \qquad (9)$$

Bekanntlich sind nach diesem Gesetz die Geschwindigkeiten, welche kleiner als α sind, weniger zahlreich vertreten als die größeren. Nun ist aber die Wurfweite s, d. h. der Totpunktslagenabstand proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit, man kann also v'^2 durch s ersetzen:

$$H = C' \cdot s/\beta^{3/2} \cdot e^{-s/\beta}, \qquad (10)$$

wo β den am häufigsten vertretenen Totpunktslagenabstand bedeutet.

Der Strom, welcher an der Anode gemessen wird, ist (falls man von einer Eintrittsarbeit absieht, proportional der Zahl der Elektronen, deren Bahnscheitel die Anodenoberfläche berühren oder überschneiden. Der jeweilige Anodenstrom ist also:

$$J_a = \varepsilon \int_A^\infty C' \cdot s/\beta^{3/2} \cdot e^{-s/\beta} ds, \qquad (11)$$

wo ε die elektrische Ladung eines Elektrons bedeutet. Die wahrscheinlichste Totpunktslage β ist dabei durch E_g und E_a bestimmt.

In Fig. 21 soll diese Anschauung verdeutlicht werden. Die Punkte auf der Abszisse

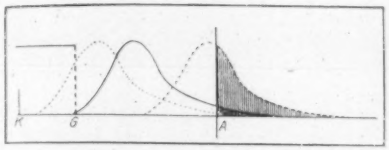


Fig. 21.

bedeuten Kathode, Gitter, Anode, die spiegelbildlich gezeichneten Geschwindigkeitsverteilungskurven bedeuten die Lagen der Scheitelpunkte, und zwar die ausgezogene Kurve für $E_g = E_{gs}$ (Sättigungsspannung für Gitter—Kathode), die punktierte für $E_g < E_{gs}$, die gestrichelte für $E_g > E_{gs}$. Der Anodenstrom ist dann jeweils der durch die Anode abgetrennte Flächeninhalt der Kurven.

Der Totpunktslagenabstand vom Gitter ist direkt proportional der elektrostatischen Feldstärke, so daß es also gestattet ist, s durch $E_g/E_g - E_a$ (Gleichung 6) auszudrücken. Ebenso kann man natürlich β als Funktion von E_g betrachten und proportional $E_g/(E_g - E_a)$ den Abstand verändern, d. h. bei steigendem E_a die Anode auf dieser Hyperbel verschieben. Für jedes A gilt dann Gleichung (11), so daß die graphische Integration von (10) die primäre Charakteristik $J_a = f(E_a)$ darstellt. Um die Übersichtlichkeit zu vergrößern, ist das Spiegelbild der Kurve (Fig. 21) gezeichnet. Fig. 22 zeigt diese Integralkurven in verschiedenen Maßstäben, die verschiedenen Gitterspannungen in den Diagrammen Fig. 13—16 entsprechen würden.

Das hier geschilderte Verfahren, den Anodenabstand statt β zu verändern, hat den Vorteil,

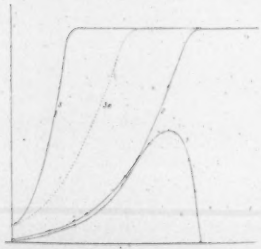


Fig. 22.

daß $\beta = \text{const} = 1$ gesetzt werden kann, so daß sich die Integration bedeutend erleichtert.

Mit den so gewonnenen Erfahrungen ist aber noch nicht völlig der Verlauf des primären Stromes zwischen Gitter und Anode erklärt.

Die Diagramme Fig. 18 und 19 zeigen, daß für den Fall, daß $E_a = 0$, die Zahl der an die Anode wandernden Elektronen zunächst bei steigenden Gitterpotentialen zunimmt, um nach Erreichung eines Maximums wieder zu sinken. Nach obiger Betrachtung ist das Potential des Gitters ohne beschleunigende Wirkung auf die Eintrittsgeschwindigkeit der Elektronen an der Anode. (Bei dieser Betrachtung ist ja Voraussetzung, daß E_g größer als E_a, ein prinzipieller Unterschied gegen die Vorgänge in der Sende- und Verstärkerröhre, wo das Gitter einen sehr großen Einfluß auf J_a hat, da, sobald E_g kleiner als E_a, durch E_g die Totpunktslagenabstände mehr oder weniger in den Raum Gitter—Kathode hinabgedrängt werden, so daß die Einwirkung von E_a verringert wird.) E_g dürfte demnach ohne Einfluß auf J_a sein (der geringe Gitterstrom ist hier zu vernachlässigen). Fig. 18 und 19 zeigen aber das Gegenteil, und zwar aus dem Grunde, weil sich hier zwei Effekte überlagern. Betrachtet man das Gitter als Anode, d. h. als Ausgangspunkt positiv gerichteter Feldlinien, so gilt für den Elektronenstrom das Langmuirsche Gesetz:

$$\frac{J_{\max}}{\text{qcm}} = \frac{C \cdot E^{3/2}}{a^2}. \qquad (12)$$

(12) gibt die für die Spannung E höchstmögliche Stromdichte an, unabhängig von der Temperatur des Drahtes, während die Beziehung zwischen Temperatur und maximalem Strom bekanntlich durch die Richardsonsche Gleichung gegeben ist:

$$J_{\max} = A \cdot F \sqrt{T} \cdot e^{-B/T}. \qquad (13)$$

Ist nun das Potential E_g sehr klein, so daß J in (12) kleiner ist als J in (13), so stehen dem Gitter mehr Elektronen zur Verfügung, als abgeleitet werden können, so daß sich in dem kanalartigen Raum zwischen den Gittermaschen eine sehr große Dichte der Totpunktslagen häuft, die infolge ihrer negativen Ladung eine ihrer Anzahl proportionale abstoßende Kraft gegenseitig aufeinander ausüben, die nun wieder die in Richtung der Anode liegende Kraftkomponente schwächt, so daß also in diesem Sinne ein niedriges Gitterpotential eine bremsende Wirkung ausübt. Erreicht nun E_g Werte, die so groß sind, daß die größte Dichte der Totpunktslagen nicht mehr in den Raum des Gitters fällt, so erlischt auch die bremsende Wirkung und es treten nun nach und nach alle Scheitel-

punkte in den durch (6) gegebenen Abstand vom Gitter.

Demzufolge müßte von einem gewissen E_g an J_a konstant bleiben und es dürfte sich dieses Verhältnis bei beliebig hohen E_g (bei gleichbleibender Temperatur) nicht mehr ändern.

Bei dieser Betrachtung ist aber bis jetzt nicht der Einfluß der Oberfläche des Gitters berücksichtigt worden (s. Fig. 3). Denn das Gitter hat neben den Maschen, deren Ebene senkrecht auf der Bewegungsrichtung der Elektronen steht, noch eine zylindrische Fläche, die parallel gerichtet ist. Infolgedessen ist hier bei genügend hohen Gitterspannungen eine starke zur Bewegungsrichtung senkrechte Kraftkomponente vorhanden, so daß die mit großer Näherung gradlinigen Elektronenbahnen nur parabolisch gekrümmt werden.

Ist die Durchtrittsgeschwindigkeit durch die Maschen $= g$, der im homogenen Felde E durchlaufene Weg $= x$, dann ist die Abweichung:

$$y = e/m \cdot \frac{E x^2}{g^2} \qquad (14)$$

Tritt nun eine Schar von Elektronen durch den Gitterkanal, so werden sie gleichmäßig sich über den ganzen Querschnitt verteilen, denn die „ziehende" Kraft der Maschen wirkt ja gleichmäßig auf den ganzen Querschnitt (die durch das Flechtwerk entstehende Inhomogenität des Feldes wird vernachlässigt). Die Kanalwände werden aber jedem nicht in der Symmetrieachse fliegenden Elektron eine Ablenkung erteilen gemäß (14), wo

$$E = E_g/l^2 \qquad (14a)$$

ist und l den Abstand des Elektrons von der Kanalwand bedeutet.

Aus dem Bereich der Feldlinien gelangt, fliegen die Elektronen gradlinig weiter. Schneiden sie dann noch die Anodenfläche, so werden sie als J_a gemessen, im anderen Falle laufen sie, je nach ihrer Geschwindigkeit an das höchste positive Potential, an das Gitter. Umschlösse also die Anode völlig das Gitter (koaxiale Anordnung), so dürfte dieser Effekt (bei gleicher Form des Gitters) nicht auftreten. Tatsächlich konnte diese Überlegung an Senderöhren (Telefunken) verifiziert werden.

Außerdem wächst die Zahl der an das Gitter gehenden Elektronen nicht nur mit der Zahl der an der Anode vorbeischießenden, sondern es kommen noch die Elektronen des Glühdrahtes hinzu, die eine so geringe Austrittsgeschwindigkeit haben, daß bei hohen Gitterspannungen ihre Totpunktslagenabstände erst in das Gitter fallen. Wird aber E_g zur Sättigungsspannung ($T =$ const!), so steigt J_g nur noch durch den ersten Effekt.

Wird nun T verändert und die Temperatur nicht in Graden, sondern in J_e bei konstanter Gitterspannung und nur der Bruchteil der an die Anode wandernden Elektronen gemessen, so entstehen die Kurven Fig. 20. Ist E_g klein, ist also eine relativ hohe Temperatur notwendig, um ein bestimmtes J_e zu erzeugen, so muß auch die Austrittsgeschwindigkeit (durch thermische Energie bedingt) groß sein, d. h. große Totpunktslagenabstände auftreten, also ein großes J_e gemessen werden.

Unter der Annahme, daß die Raumladung direkt proportional der Zahl der emittierten Elektronen wächst, muß die spontane Energie aber nicht in gleichem Verhältnis mit ihr zunehmen, sie muß erst schneller, bei höheren Temperaturen wieder langsamer als die Raumladung zunehmen, ein Ergebnis, das sich mit der Tatsache, daß bei steigender Temperatur glühende Körper in einem bestimmten Intervall ihre thermische Energieverteilung auf Kosten der Strahlung und zugunsten der Austrittsenergie der Elektronen verwenden. Ist E_g größer, so ist eine geringere Temperatur erforderlich, um denselben Emissionsstrom zu liefern (Langmuirsche Gleichung). Infolgedessen ist auch das Maximum nach höheren J_e verschoben, d. h. es müßten die Lagen des Maximums bei derselben Temperatur liegen, was, soweit es die Beobachtungsgenauigkeit zuließ, auch aus den Widerstandsänderungen des glühenden Drahtes mit Rückschluß auf die Temperatur verifiziert werden konnte. Die Verbindungskurve mußte dann dem Exponentialgesetz:

$$y = C x^{y_2} \qquad (15)$$

folgen.

2. Der Verlauf der sekundär emittierten Elektronen.

a) Der Anodenstrom als Funktion der Anodenspannung für $E_g/(E_g - E_a) =$ const.

Nachdem in den letzten Kapiteln ein Einblick in den Verlauf der primären Emission gewonnen worden ist, soll auf die an der Anode erfolgende Sekundäremission übergegangen werden.

Die theoretische Betrachtung ergibt in Gleichung (6), daß die Abstände der Totpunktslagen der Elektronen vom Gitter konstant bleiben, entweder, wenn bei Vernachlässigung der spontanen Austrittsgeschwindigkeit $E_a = 0$, oder wenn $E_g/(E_g - E_a)$ konstant bleibt. Für diesen Fall muß die Zahl der Elektronen, die an die Anode gelangt, ein konstanter Teil der Gesamtemission sein.

In Fig. 23 ist das Schaltungsschema der

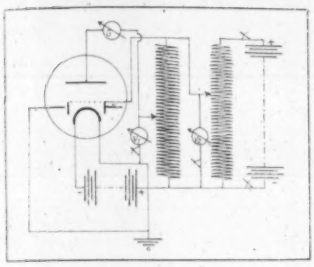


Fig. 23.

bei der Aufnahme der Kurven, Fig. 24, Anordnung gezeigt. In dem Diagramm ist der Anodenstrom in Abhängigkeit von E_g/E_a aufgetragen, als Parameter diente die Änderung von E_g/E_a (5 Proz. bis 100 Proz.).

Es ist die Gleichung (6) verifiziert, denn es zeigt sich in der Tat, daß in den Teilen der „Dynatron"-Kurve (Fig. 13), in denen die sekundäre Emission verschwindend klein ist, also bei gegen die Gitterspannungen kleinen Anodenspannungen oder im Falle, daß die Anodenspannung keine große Differenz gegen das Gitterpotential mehr aufweist, die Anode einen konstanten Teil der Gesamtemission erhält. Auch die oben erwähnte Abweichung infolge des δ in (6) ist zu Beginn bei kleinen E_g zu erkennen. Diese Übereinstimmung gibt die Berechtigung, die Richtigkeit der Gleichung anzuerkennen und eine Extrapolation für die Größe und den Verlauf in den Gebieten vorzunehmen, in welchen die sekundäre Emission herrscht. Sieht man von den kleinen Unregelmäßigkeiten, welche die Kurven im Bereiche der Sekundäremission besitzen, ab, so ist auffällig, daß diese Kurven einen nahezu gradlinigen Verlauf haben, welcher gegen die Annahme spricht, daß bei bestimmten Geschwindigkeiten jedes primäre Elektron eine bestimmte, allen Primären gleiche Zahl, auslöste. In diesem Fall müßte eine für jeden Totpunktslagenabstand konstante Zahl zu messen sein, die angibt, wieviel sekundäre Elektronen auf ein primäres kommen. Daher müßten dann alle Kurven Ordinaten haben, die in (für jeden Parameter) konstantem Verhältnis zu den Ordinaten der 100 Proz.-Kürve ständen. Das ist nun bei Fig. 24 nicht überall der Fall, und um diesen Vorgang genauer zu untersuchen, wurde dasselbe Diagramm an einer Röhre aufgenommen, die bei niedrigeren Potentialen einen Sättigungsstrom zwischen Gitter und Kathode besaß (Verstärkerröhre, Fig. 25).

b) Der sekundäre Sättigungsstrom.

An der 100 Proz.-Kurve ist zu erkennen, daß von 380 Volt an Sättigung vorliegt. Der Unterschied zwischen den Kurven (Fig. 24) besteht darin, daß der Verlauf der eigentlichen Charakteristik ein anderer ist (Fig. 16), jedoch bedeutet das keinen prinzipiellen Unterschied.

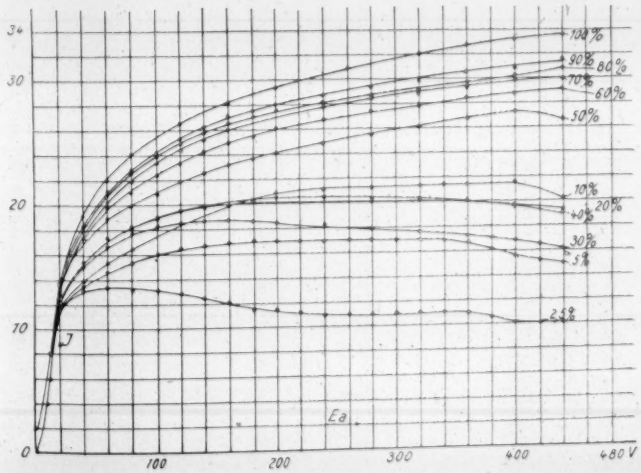


Fig. 24.

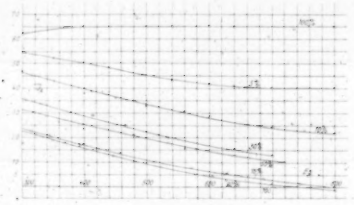


Fig. 23.

Wäre also bei gleichen Geschwindigkeiten die sekundäre Emission direkt proportional der Intensität der primären, so müßten die Kurven alle einander parallel laufen. Man sieht, daß dieser Fall erst bei höheren Spannungen (700 Volt) erreicht, daß bei höherer sekundärer Emission sich diese Spannung aber steigert. In diesem Vorgang liegt der analoge Fall zu dem Auftreten des Sättigungsstromes bei der thermischen Elektronenemission vor. Betrachtet man die Anode als Kathode, als Elektronenquelle, deren Ergiebigkeit abhängig ist von der Geschwindigkeit, mit welcher auf sie Elektronen treffen, so wird das Gitter zur Anode. Es tritt nun derselbe Fall ein wie bei einem Glühdrahte.

Die Endgeschwindigkeit der Primären (entsprechend der Temperatur des Drahtes) reicht zwar dazu aus, eine große Zahl sekundärer Elektronen auszulösen, das angelegte Potential ist aber nicht groß genug, alle Elektronen an sich zu ziehen.

Somit ist gezeigt, daß:

1. die Elektronen der sekundären Emission bei oder nach ihrem Austritt zum Teil Arbeit zu leisten haben, die ein genügend großes $E_g - E_a$ erfordert (Raumladung an der Anode). (Diese Erscheinung zeigte sich bei allen Messungen an verschiedenen Röhrensystemen, sobald das Vakuum dazu ausreichte);

2. die Intensität der sekundären Emission der Zahl der primären Elektronen direkt proportional ist unter der Voraussetzung, daß sekundärer Sättigungsstrom fließt (Parallellauf der Kurven bei Sättigung).

(Es ist allein möglich, mit der angebenen Art der Messung diese Erscheinung zu finden, weil bei der normalen Schaltung (Dyantron) sich mit steigender Gitterspannung die Endgeschwindigkeit der primären Elektronen ändert). Im Bilde der Darstellung von Fig. 21 gesprochen, hieße es, daß der Abstand Gitter—Anode konstant gehalten werde ($\beta = \text{const.}$)

Das ist auch die Erklärung für die Abweichung der Kurven der Fig. 24, weil dort bei starker Sekundäremission $E_g - E_a$ kleiner als das sekundäre Sättigungspotential war.

c) Reflexion und Rückdiffusion in der Anode.

Vor der Fortsetzung dieser Untersuchungen soll kurz auf die Ursachen der oben erwähnten Unregelmäßigkeiten eingegangen werden.

Es kommen, abgesehen von technischen Fehlern, zwei Effekte in Betracht, welche den glatten Verlauf der beiden Emissionen beeinträchtigen und fälschen: Die Reflexion der primären Strahlung und ihre Rückdiffusion.

Da es ja unmöglich ist, hier eine Trennung der primären und sekundären Strahlung vorzunehmen, so kann man nur aus den Unregelmäßigkeiten der Kurven auf die Art und das Vorhandensein einer Fehlerquelle schließen. So gelingt es in der Tat bei den Kurven zu zeigen, wann man es mit Rückdiffusion und wann mit Reflexion zu tun hat. Diese von Lenard[1]) genau definierten Erscheinungen unterscheiden sich darin, daß bei der Reflexion die primären Elektronen in den obersten Atomschichten reflektiert werden, daher also nicht die Ladung der Anode erhöhen, während sie bei der Rückdiffusion ziemlich tief in das Gefüge der Anode eintreten, auf welchem Wege sie eine Ablenkung bis zu 180 Grad erhalten können. Daraus geht hervor, daß die Reflexion nur dann eintreten kann, wenn das primäre Elektron mit kleiner Geschwindigkeit aufprallt, so daß es die Eintrittsarbeit nicht leisten kann, während bei der Rückdiffusion eine sehr große Auftreffgeschwindigkeit vorhanden sein muß, weil eine große kinetische Energie nötwendig ist, um tiefer in das Atomgefüge einzutreten.

Sehr deutlich zeigt sich dieser Fehler im Diagramm (Fig. 27) bei allen denjenigen Kurven, welche mit einer bedeutenden Geschwindigkeit der primären Emission verbunden sind (5 Proz., 10 Proz., 20 Proz., 30 Proz., 40 Proz., 50 Proz.). Die Geschwindigkeit ist allerdings bei 60 Proz. bis 90 Proz. am größten, doch reicht in diesem Fall $E_g - E_a$ offenbar nicht mehr aus, die rückdiffundierten Elektronen an sich zu ziehen. Mit großer Wahrscheinlichkeit ist diese Abweichung in den Kurven (Fig. 17) auf die geschilderten Effekte zurückzuführen, wobei bemerkenswert ist, daß diese Unregelmäßigkeiten bei ungefähr gleichem E_a, d. h. bei gleicher Endgeschwindigkeit unabhängig von E_g auftreten.

---

1) Lenard, Quant. üb. Kathodenstr. a. Geschw. 1918, S. 190.

d) Der Rückgang der sekundären Emission bei kleinen $E_g - E_a$.

Bevor zu einer umfassenden Behandlung der Vorgänge übergegangen werden soll, werde noch der letzte Abschnitt der „Dynatroncharakteristik besprochen, der bis jetzt noch nicht behandelt wurde.

Dieser Teil zeigt den mehr oder weniger steilen Abfall der sekundären Emission, einen Anstieg der negativen Aufladung der Anode. Nach Hull ist das Gitter dann nicht mehr positiv genug, alle Elektronen abzuführen. Diese etwas irreführende Ausdrucksweise ließe sich wohl dahin verdeutlichen, daß das elektrostatische Feld zwischen Anode und Gitter nicht mehr stark genug ist, die für den Austritt sekundärer Elektronen erforderliche Arbeit zu leisten.

Betrachtet man den Verlauf dieses Teiles der Kurve in Fig. 13—16, so erkennt man, daß der Eintritt der Abnahme der Sekundäremission bei den verschiedenen Konstellationen verschieden ist. Die Kurven in Fig. 13 und 14 sind an derselben Röhre aufgenommen mit dem Unterschied, daß bei ersterer der Abstand Gitter—Anode 14 mm, bei letzterer 3 mm betrug. Innerhalb der verschiedenen Spannungen herrscht aber eine gewisse Übereinstimmung. Um diese festzustellen, wurden die in Fig. 26 dargestellten Kurven aus Fig. 14 berechnet.

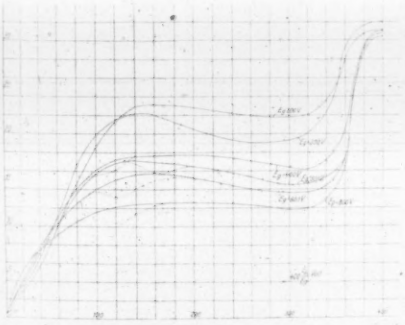


Fig. 26.

Bei jenen Kurven ist die Gitterspannung Parameter, bei diesen ist derselbe Parameter aber mit dem Unterschied, daß auf der Abszisse statt E_a E_a/E_g aufgetragen ist, so daß auf jeder Senkrechten Punkte gleicher Geschwindigkeit liegen. Für den Fall gleicher Geschwindigkeit und gleicher Zahl primärer Elektronen, die durch den Sättigungsstrom gegeben ist, muß die sekundäre Emission dieselbe sein; die (bei größeren E_g immer geringer werdende) Abweichung der Kurven voneinander ist nur in der oben geschilderten Sättigung begründet. Die „Grenzkurven" der sekundären Emission kommen bei steigendem E_g schließlich zur Deckung, d. h. es ist eine immer größere Spannungsdifferenz zwischen Gitter und Anode notwendig (weil bei wachsendem E_g in E_g/E_a const der Ausdruck $E_g - E_a$ immer größer wird), um alle Elektronen wegzuführen. Eine ganz einwandfreie Sättigung wurde selbst bei Spannungsdifferenzen von 3000 Volt nicht beobachtet für den Fall des Minimums der „Dynatron"charakteristik. In den Fällen, wo das Maximum der sekundären Emission noch nicht erreicht ist, tritt bedeutend früher Sättigung ein, wie aus den Kurven Fig. 25 hervorgeht. Für die technische Auswertung des „Dynatrons" ist das von großer Bedeutung.

e) Diskussion III.

Die in D 1 d) entwickelte Theorie soll nun mit den Messungen der letzten Kapitel in Einklang gebracht und abgeschlossen werden.

Aus Obigem geht hervor, daß die Lage des Minimums der „Dynatroncharakteristik" von der Größe des Potentialgradienten abhängig ist, der sich zwischen Gitter und Anode befindet. In gleicher Weise ist aber auch die Größe der sekundären Emission hierdurch definiert (wenn von der Zahl der primären abgesehen wird).

Je größer die elektrostatische Feldstärke im Raume Gitter—Anode ist, umso geringer ist die Endgeschwindigkeit der primären Elektronen durch die „streuende" Kraft des Gitters bei hohen Spannungen; je größer sie aber ist, um so mehr Energie steht für den Elektronenaustritt zur Verfügung. Daher kommt es, daß die Sekundäremission wesentlich anders verläuft bei großem Abstand von Gitter und Anode. Denn bei gleichem $E_g - E_a$ ist in diesem Fall (Röhre 1) der Potentialgradient bedeutend größer als im zweiten Fall. Fig. 13 zeigt wegen der Streuwirkung eine geringere Emission an der Anode auf als Fig. 14. (Es ist nicht unwahrscheinlich, daß auch der Auftreffwinkel an der Anode die Sekundäremission beeinflußt), während andererseits eine kleine Änderung von E_g in Fig. 13 einen viel größeren Einfluß ausübt, so daß die Kurve steiler wird.

Die Ursache liegt, wie aus D 1 d) folgt, in dem Umstande, daß hier E_a nur die Streukraft des Gitters zu überwinden hat, d. h. „es zieht die vorbeischießenden Elektronen an sich", wozu ein geringerer Energieaufwand notwendig ist, bei gleicher Endgeschwindigkeit auf der Anode, als im zweiten Fall, wo eine Steigerung von E_a allein eine Vergrößerung der Geschwin-

Tabelle IV.

E_a	1a	2a	3a	3b	4a	4b	5a	5b	6a	6b	7a	7b	1c	2c	3c	4c	5c	6c	7c
10	25	5,5	3,0	27,0	4,0	34,0	2,5	230	5,0	442	2,0	2000	8,0	8,2	8,4	11,7	9,1	8,9	8,3
20	25	10,5	5,0	43,0	7,5	64	4,5	400	9,5	840	3,5	3500	18,0	16,2	18,0	17,7	15,6	15,8	23,7
40	12,5	27,5	14,0	112,0	21,0	180	13,5	1190	28,0	2480	7,5	7500	41,0	43,0	48,5	47,7	40,5	46,6	50,7
60	17,5	40,0	20,0	171,0	30,5	260	21,0	1770	46,5	3580	10,0	10000	55,0	61,6	74,0	69,0	69,0	67,5	67,6
80	20,0	47,0	20,5	176,0	34,5	295	22,0	1945	42,5	3850	10,2	10200	65,6	72,4	76,2	78,2	76,0	72,5	69,0
90	20,5	47,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	67,2	72,4	—	—	—	—	—
100	20,5	47,0	20,0	171,0	34,5	295	21,5	1900	42,5	3760	10,0	10000	67,2	72,4	74,0	78,2	74,2	70,9	67,6
110	20,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	67,2	—	—	—	—	—	—
120	20,5	47,0	20,0	171,0	33,5	287	20,5	1840	41,5	3670	9,9	9900	67,2	72,4	74,0	76,2	71,8	69,1	66,9
130	20,5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	67,2	—	—	—	—	—	—
140	20,2	19,5	19,5	167,0	33,0	282	20,5	1820	41,2	3640	9,9	9900	66,3	72,4	74,8	76,2	70,7	68,6	66,9
150	20,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	65,6	—	—	—	—	—	—
160	20,0	19,5	19,5	167,0	32,5	288	20,5	1810	40,9	3620	10,0	10000	65,6	72,4	74,9	76,2	70,7	68,2	67,6
170	20,5	19,2	19,2	165,0	32,0	287	20,5	1810	41,0	3620	10,1	10100	67,2	72,4	74,9	76,2	70,7	68,2	68,3
180	20,5	19,2	19,2	165,0	32,2	287	21,1	1870	45,0	3980	11,2	11200	67,2	71,2	76,2	76,2	73,0	75,0	75,7
190	23,0	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	67,2	—	—	—	—	—	—
200	22,0	22,0	18,8	38,0	38,0	325	23,5	2080	55,0	4870	13,5	13500	75,4	81,4	86,2	81,2	91,8	91,8	91,2
210	26,0	25,0	28,4	42,0	42,0	360	26,0	2300	57,0	5020	14,0	14000	88,6	92,7	95,5	89,8	94,6	94,8	94,8
240	30,5	27,0	23,1	44,0	44,0	377	29,0	2560	60,0	5300	14,8	14800	100	100	100	100	100	100	100

digkeit nach sich zieht, woraus dann wiederum eine Steigerung der Sekundäremission folgt. Umgekehrt ist bei großem Gradienten noch bei kleinem $E_g - E_a$ genug Energie vorhanden die sekundäre Arbeit zu leisten, woraus erhellt, daß hier die sekundäre Emission sich über höhere Bereiche von E_a erstreckt.

Nun wurde oben nachgewiesen, daß eine Raumladung an der Anode durch den Austritt der Sekundärelektronen auftritt, somit muß sich der sekundäre Elektronenstrom in Abhängigkeit von $E_g - E_a$ nach dem Langmuirschen Gesetz bewegen, so daß die Grenzkurve der Sekundäremission die Form hat:

$$J_s = J_{ps} \frac{-C \cdot (E_g - E_a)^{3/2}}{A^2}. \qquad (17)$$

Logarithmiert man den letzten Teil der Kurve graphisch, so hat die sich ergebende Gerade tatsächlich den Richtungsfaktor 1,5.

Mit dem Quadrat des Abstandes A muß die Kurve immer flacher werden, was auch der Fall ist (Fig. 13 und 14).

Eine Ungenauigkeit ist nun offenbar durch die Rückdiffusionerscheinungen verursacht, denn anders ist der über weite Bereiche laufende Sättigungsstrom in Fig. 13 nicht zu deuten und nach Gleichung (17) dürfte der Fall, daß $J_s = 0$, also $J_a = J_{ps}$ erst auftreten, wenn $E_g = E_a$. Möglich ist auch eine Störung durch die Dichte der primär einfallenden Elektronen.

Daß aber generell diese Gleichung gilt, zeigt das Zusammenfallen des letzten Teiles der Kurven in Fig. 26.

In ganz analoger Weise wurden die Kurven Fig. 27 (Tab. IV) aufgenommen.

Fig. 14 zeigt Messungen, $J_a = f(E_a)$ bei $E_g = \text{const}$ bei 7 verschiedenen Emissionsstärken. (1a—7a) 3b—7b gibt die auf einen gemeinsamen Meßbereich reduzierten Werte nach Tab. I; 1c—7c reduziert alle Messungen auf das gleiche J_a (für $E_a = E_g$).

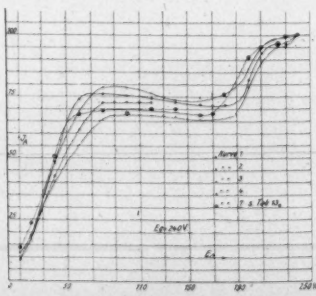


Fig. 27.

Somit ist es möglich, die relativen Veränderungen der Charakteristik bei Änderung der Austrittsgeschwindigkeitsverteilung durch gesteigerte Kathodentemperatur unter sonst gleichen Verhältnissen zu messen. (Die Messungen für $E_a = 0$ waren zum Teil unzuverlässig, weshalb die Kurven für diesen Fall nicht gezeichnet wurden, da ja auch deren Verlauf durch Fig. 18 dargestellt und ausführlich besprochen worden ist). Messung 1 und 2 bezieht sich auf derart niedrige Temperaturen, daß die Ergebnisse noch durch die Emission positiver Ionen gefälscht sein dürften. Dann zeigt sich aber ein Abfall in der Austrittsgeschwindigkeit, durch die ihrerseits eine schwächere sekundäre Emission folgt. Bei steigenden Temperaturen steigt die spontane Emissionsgeschwindigkeit beträchtlich und mit ihr die Sekundärstrahlung. Das ist eine volle Bestätigung der oben gefundenen Annahme der Verschiebung der thermischen Energieverteilung. (In Fig. 27 wurden die Kurven 5 und 6 wegen der Verminderung der Klarheit nicht wiedergegeben.)

B. Die sekundäre Anode.

Für die Konstruktion technisch brauchbarer Röhren taucht die Frage auf, von welchen Faktoren das Verhältnis primär auftreffender zu sekundär emittierten Elektronen abhängt. Daß direkt durch die Zahl der Primären nichts geändert wird, wurde oben gezeigt.

Das Quadrat der Geschwindigkeit ist umgekehrt proportional $E_g - E_a$. Einer Steigerung von E_a steht aber obengenannte Schwierigkeit entgegen, da nicht die erforderliche Austrittsarbeit geleistet werden kann, doch führen die Ergebnisse der theoretischen Betrachtung auf einen Weg, dies Hindernis zu umgehen.

Will man $E_g - E_a$ möglichst groß machen, dabei aber doch gegen die Anode ein starkes elektrostatisches Feld erzeugen, so muß man also die primären Elektronen durch eine andere Elektrode vom Glühdraht her beschleunigen durch die, welche die sekundäre Austrittsarbeit leisten muß. Es ist also eine Trennung der beiden Emissionen erforderlich, die ausführbar, weil die sekundären Elektronen eine bedeutend kleinere Austrittsgeschwindigkeit haben als die primären, da ihr Austritt mit beträchtlichem Energieverlust verbunden ist.

In der Anordnung der Röhren 1 und 2 wurde diese Aufgabe durch Einführung der vierten Elektrode gelöst. Die primären Elektronen werden durch das zylinderförmige Gitter nach Möglichkeit gegen die sekundäre Anode abgeschirmt und können an die nahe Anode treten, während den langsamen sekundären Elektronen die große Fläche des Ringes zur Verfügung steht. In dieser immerhin vorläufigen Konstruktion ließ sich ein Nachteil nicht vermeiden, daß nämlich durch die nach außen drängenden Kraftlinien in dem Feld zwischen Gitter und Anode von der sekundären Anode die primären Elektronen mit einer geringeren Geschwindigkeit auf die Anode treffen, dazu auch nicht mehr senkrecht, sondern in einem spitzen Winkel, selbst tangential.

Aus dem Gesagten ergibt sich, daß es ein Optimum der Spannungsverhältnisse geben muß, wenn nämlich einerseits $E_g - E_a$ so klein geworden ist, daß die primäre Endgeschwindigkeit

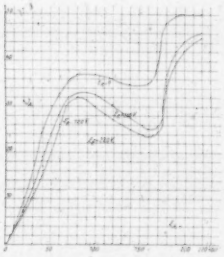


Fig. 28.

stark angewachsen ist, auch eine Ablenkung des Ringes keine Rolle spielt, so daß der günstigste Einfallswinkel an der Anode erhalten bleibt, und wenn das Feld der sekundären Anode genügend stark ist, die Austrittsarbeit zu leisten. Wird aber das Potential dieser sekundären Anode über das Optimum hinaus gesteigert, so gelangen auch primäre Elektronen an den Ring, so daß eine sekundäre Emission an der Anode durch Verringerung von J_a vorgetäuscht wird.

Das Schema der Schaltung bei der Aufnahme der Diagramme in Fig. 28 zeigt Fig. 29. Die Kurven zeigen den Verlauf des Anodenstromes als Funktion von E_a, allen Kurven ist dieselbe Gitterspannung gemeinsam, als Parameter ist die Spannung der sekundäre Anode gewählt.

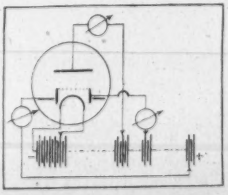


Fig. 29.

Es zeigt sich, daß durch Erhöhung der Ringspannung die sekundäre Emission beträchtlich gesteigert werden kann, wobei zu berücksichtigen ist, daß bei dieser Messung die Gitterspannung so gering war, daß die Sekundäremission sehr schwach war.

Es wird nie ganz zu vermeiden sein, daß alle primären Elektronen bei hohen Spannungen der sekundären Anode ungehindert an die Anode treten, hauptsächlich die Elektronen mit geringer Geschwindigkeit werden abgelenkt werden. Das zeigen auch die Kurven Fig. 28, da im Falle der hohen sekundären Anodenspannung J_a bei $E_a = E_g$ kleiner wird. Daß aber die Abweichung dieser Kurven nicht allein auf dem erwähnten Umstand beruht, sondern daß die sekundäre Emission tatsächlich gesteigert wird, zeigt die Größe der Abweichung beim Maximum der sekundären Emission. Hier ist die Differenz doppelt so groß. Mit $E_r = 560$ Volt ist allerdings Sättigung erreicht (wie auch der gerade Verlauf beweist), denn die Abweichung der Kurve für $E_r = 720$ Volt liegt wohl allein in obigem Verlust. Dabei muß aber berücksichtigt werden, daß selbst für den Fall, daß $E_a = E_g$ ist, noch sekundäre Emission stattfindet, sobald das Ringpotential noch höher ist. Auch hier liegt ein Grund für die Abweichungen am Ende der Charakteristik.

Bei der Röhre 1 konnten diese Kurven wegen der starken Beeinflussung des primären Stromes durch das Potential des Ringes infolge des großen Abstandes zwischen primärer Anode und dem Gitter nicht benutzt werden (Fig. 11, C 2).

Bedingung für die Verwendung einer sekundären Anode ist also ein geringer Abstand zwischen dem Gitter und der primären Anode.

E. Konstruktionsbedingungen für praktisch brauchbare Röhren.

Über die Konstruktionsbedingungen für die in der Fernmeldetechnik verwendbaren Sekundärstrahlenröhren können an Hand des Vorangegangenen jetzt Angaben gemacht werden.

Eine solche Röhre müßte folgenden Bedingungen genügen:

1. Hohe Sekundäremission;
2. Gradliniger Verlauf derselben;
3. Steilheit der Charakteristik.

Bei den konstruierten Röhren mußte auf Erfüllung der Forderung 1. aus erwähnten Gründen verzichtet werden. Hull hat aber in seinen Arbeiten mit einfachem Gitter 20fache sekundäre Emission erreicht, womit die prinzipielle Möglichkeit dargetan ist.

Bedingung 2 ist durch die Anwendung der sekundären Anode innerhalb weiter Grenzen erreichbar (nämlich innerhalb der Grenzgeschwindigkeiten (s. oben).

Es ist zum Teil nicht erwünscht, daß hohe Spannungen erforderlich sind (Verstärkerrohr), man wird daher das Auftreten einer großen Raumladung vermeiden, was in der Dimensionierung und Anordnung des Glühdrahtes zu berücksichtigen ist; in den benutzten Röhren war in dieser Hinsicht die Anbringung der eingekapselten Coolidge-Kathode unzweckmäßig.

Daher dehnt sich die Verteilung der Geschwindigkeiten über einen sehr großen Bereich. Die Verteilung an der Anode bleibt dieselbe, so daß hohe Anodenspannungen erforderlich sind, um einer genügenden Zahl von Elektronen eine große Geschwindigkeit zu geben. Mithin ein flacher Anstieg der sekundären Emission.

Daraus folgt die Bedingung:

Ein nach Möglichkeit allseitig umschlossener Glühdraht mit geringem Querschnitt.

Geringster Abstand zwischen Anode und Gitter.

Gitter aus dünnen Drähten, kleinem Flächeninhalt, großem Durchgriff und möglichst geringer der Elektronenrichtung parallele Flächen.

Eine sekundäre Anode in größter Nähe der primären, gegen das Gitter abgeschirmt.

Eine Röhre, die bis auf die sekundäre Anode und den Flächeninhalt des Gitters diesen Bedingungen genügte, war die Verstärkerröhre, an welcher die Kurven (Fig. 16) aufgenommen wurden. Allerdings machte sich bei ihr das nicht ganz vollkommene Vakuum störend bemerkbar; denn für „Dynatron" ist die erste Bedingung, weil die geringsten Geschwindigkeitsschwankungen der primären Elektronen (durch Ionisation) nach Obigem erhebliche Störungen hervorrufen müssen, im Gegensatz zur Primärstrahlenröhre, wo bei ungenügendem Vakuum sich nur das Auftreten positiver Ionen bemerkbar macht, während Geschwindigkeitsverluste nicht in Erscheinung treten. Deshalb genügte das Vakuum der benutzten Sende- und Verstärkerröhren wohl zu diesem Zweck, war aber für die Erzeugung von Sekundärstrahlen in den meisten Fällen unbrauchbar.

Als Hochfrequenzerzeuger ist die Sekundärstrahlenröhre dann sowohl in der von Hull verwendeten (Duddellschen) Schaltung des Schwingungskreises (Fig. 30) zu benutzen bei Ausnutzung der negativen Charakteristik, oder auch, wenn eine sekundäre Anode vorhanden, die übliche Rückkoppelung. In diesem Fall tritt die Anode an Stelle des Gitters, die sekundäre Anode an Stelle der primären Anode (Fig. 34). Man hat dann allein die Differenz zwischen sekundären und primären Elektronen, somit eine

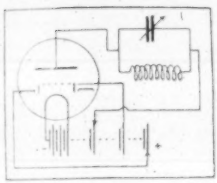


Fig. 30.

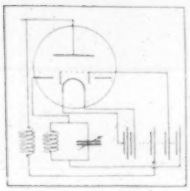


Fig. 31.

positive Charakteristik. Günstig wird diese Schaltung erst dann, wenn die sekundäre Emission mehr als doppelt so groß als die primäre wird.

F. Zusammenfassung.

1. Es werden 2 Hochvakuumgitterröhren konstruiert, an denen die Emission sekundärer Elektronen untersucht wird.

2. Bei der Evakuierung werden die Vakuumkriterien die durch den Gasgehalt des Glühdrahtes verursachten Widerstandsschwankungen und die durch den Gasgehalt des Entladungsraumes hervorgerufene Hysteresis der Charakteristik benutzt.

3. Es wird die Anwesenheit einer Raumladung an der sekundären Emissionsquelle nachgewiesen.

4. Für den Fall sekundären Sättigungsstromes ist die Zahl der sekundär emittierten Elektronen direkt proportional der Zahl der primären bei konstanter Endgeschwindigkeit der letzteren.

5. Es wird eine sekundäre Anode als 4. Elektrode eingeführt und hierdurch die sekundäre Raumladung überwunden.

6. Nachweis des linearen Verlaufes der Charakteristik und hieraus Ableitung der technischen Verwendbarkeit der Sekundärstrahlenröhre.

7. Richtlinien für die Konstruktion praktisch brauchbarer Röhren und die Möglichkeit der Schwingungserzeugung mit der Sekundärstrahlenröhre mittels Rückkoppelung.

9. Nachweis des Eintritts einer Verschiebung in der Verteilung der thermischen Energie des Glühdrahtes auf Austrittsenergie der Elektronen und Raumladung bei verschiedenen Temperaturen.

Göttingen, Institut für angewandte Elektrizität.

Eingegangen 3. Januar 1923.

Über die Schwingungen eines Teilchens unter periodisch wiederholten Impulsen.

Von K. C. Kar.

E. Budde[1]) hat eine Methode angegeben, die Bewegung eines quasielastisch gebundenen Teilchens unter der Wirkung von periodischen Impulsen zu berechnen. Er betrachtet die durch die Stöße einzeln hervorgerufenen freien Schwingungen und setzt daraus den ganzen Bewegungsvorgang zusammen. In dieser Arbeit erhalten wir die Buddesche Formel auf kürzerem Wege.

Die Schwingungsgleichung eines gedämpften Teilchens ist

$$\ddot{x} + 2b\dot{x} + \varepsilon^2 x = 0,$$

und ihrer Lösung

$$x_t = e^{-bt}\left(\dot{x}_0 \frac{\sin pt}{p} + x_0\left(\cos pt + \frac{b}{p}\sin pt\right)\right)^{2})$$

wo $p^2 = \varepsilon^2 - b^2$.

Hieraus sieht man[3]), daß ein zur Zeit $t = t'$ wirkender Stoß, der die Anfangsgeschwindigkeit u momentan erzeugt, eine Verschiebung vom Betrage

$$\dot{x}_t = \frac{u}{p} e^{-b(t-t')} \sin p(t - t')$$

hervorruft.

Wenn ein periodischer Impuls jedesmal im Zeitmoment $t = 0, \tau, \ldots n\tau$ wirkt, so wird

$$x_{(n+\varepsilon)\tau} = \frac{u}{p}\left[e^{-b(n+\varepsilon)\tau}\sin p(n+\varepsilon)\tau + e^{-b(n-1+\varepsilon)\tau}\sin p(n-1+\varepsilon)\tau + \cdots + e^{-b\varepsilon\tau}\sin p\varepsilon\tau\right], \quad \varepsilon < 1$$

Ersetzen wir $\varepsilon\tau$ durch T, so folgt

$$x_{(n+\varepsilon)\tau} = \frac{u}{p} e^{-bT}\left[e^{-b(n-1)\tau}\sin p(n+\varepsilon)\tau + e^{-b(n-1)\tau}\sin p(n-1+\varepsilon)\tau + \cdots + \sin pT\right].$$

Budde betrachtet nun als besonders interessant den Fall, daß die Periode τ der Impulse mit derjenigen der freien Schwingung übereinstimmt; dann ist $p\tau = 2\pi$ und man hat

$$x_{(n+\varepsilon)\tau} = \frac{u}{p}\sin pT\, e^{-bT}\left(e^{-b(n-1)\tau} + e^{-b(n-2)\tau} + \cdots + 1\right)$$

und für unendlich großes n

$$x_{(n+\varepsilon)\tau} = \frac{u}{p}\cdot\frac{e^{-bT}}{1-e^{-bT}}\sin pT$$

in Übereinstimmung mit der Formel (15) von E. Budde.

1) Diese Zeitschr. 18, 69, 1917.
2) Rayleigh, Theory of Sound, 2nd Ed. Vol. 1, S. 74.
3) S. auch Rayleigh, l. c.

47, Corporation Street, Calcutta (Indien).

(Eingegangen 1. September 1922.)

Zur Aberrationstheorie.

Bemerkung zu einer Abhandlung von A. Kopff[1]).

Von Paul S. Epstein.

In der erwähnten Arbeit diskutiert Herr Kopff in anregender Weise die Ausdrücke für die Aberration des Fixsternortes, zu denen einerseits die Theorie des ruhenden Äthers, andererseits die Relativitätstheorie führen. Er kommt zu dem interessanten Resultat, es bestünden so erhebliche Unterschiede, daß die Entscheidung zwischen beiden Theorien auf dem Wege der Aberrationsmessungen im Bereiche der heutigen Meßgenauigkeit liege. Ich möchte hier einigen Zweifeln zu diesem Ergebnis Ausdruck geben, da es mir scheint, daß die erwähnten Unterschiede nur scheinbare sind.

Die Formeln, welche den Sternort φ' für einen mit der Geschwindigkeit v bewegten Beobachter mit dem Sternort φ für einen ruhenden Beobachter verbinden, sind, wie auch Herr Kopff angibt:
in der klassischen Theorie

$$\sin(\varphi' - \varphi) = \frac{v}{V} \sin \varphi', \qquad (1)$$

in der Relativitätstheorie

$$\cos \varphi' = \frac{\cos \varphi - \frac{v}{V}}{1 - \frac{v}{V} \cos \varphi}, \qquad (2)$$

wobei φ von der Bewegungsrichtung aus zu messen ist, und V die Geschwindigkeit des Lichtstrahls für den ruhenden Beobachter darstellt.

Die beiden Ausdrücke sind indessen nur dann unmittelbar vergleichbar, wenn die Lichtquelle relativ zum Äther ruht, auf den wir auch die Ruhe bzw. Bewegung der beiden Beobachter beziehen. Ist diese Bedingung nicht erfüllt, so hat man trotzdem in (1) für v wieder nur die Geschwindigkeit v_ε des Beobachters relativ zum Äther einzusetzen, da ja bekanntlich die Lichtfortpflanzung vom Bewegungszustand der Lichtquelle unabhängig ist. Andererseits besitzen die Formeln der Relativitätstheorie die Gruppeneigenschaft, so daß man in (2) für v nach Belieben die volle Relativgeschwindigkeit zwischen Beobachter und Lichtquelle oder irgend einen Teil derselben, im besonderen die Größe v_ε, welche für die klassische Theorie charakteristisch ist, einsetzen kann, wobei allerdings der Winkel φ seine geometrische Bedeutung ändert. Man muß aber im Auge behalten, daß man nur bei dem zweiten Vorgehen der üblichen Definition der Aberration gerecht wird und ein mit Formel (1) vergleichbares Resultat erhält: nämlich die Änderung des Sternortes, wenn die Geschwindigkeit des Beobachters um v_ε geändert wird. Unter der ersten Voraussetzung dagegen enthält das Ergebnis Bestandteile der Säkularbewegung und Retardierung, welche in der Astronomie von dem reinen Aberrationseffekt abgetrennt werden.

Um zu praktisch anwendbaren Ausdrücken für die jährliche Aberration zu gelangen, argumentiert man am besten in der folgenden Weise. Die Bewegungen sowohl eines Fixsternes als der Sonne können mit genügender Genauigkeit als geradlinig und gleichförmig angesehen werden. Daher erfolgt die Verschiebung des von der Sonne aus gesehenen Sternortes am Himmel praktisch geradlinig und gleichförmig. Für den Beobachter auf der Erde dagegen schwankt die Lage des Sternes um diese Gerade herum infolge der jährlichen Aberration (die tägliche Aberration wollen wir vernachlässigen). Um diese jährliche Aberration zu berechnen, empfiehlt es sich daher, die Formeln (1) und (2) für den Übergang von der Sonne zur Erde anzuwenden und unter v die Erdgeschwindigkeit v_ε relativ zur Sonne, unter φ den von der Sonne aus gemessenen Sternort zu verstehen. Daß dies in der Relativitätstheorie gestattet ist, ist ohne weiteres klar; aber auch die Fresnelsche Überlegung, die Neigung des Fernrohres betreffend, welche auf Gleichung (1) führt, ist gleichfalls auf diesen Fall anwendbar, denn sie setzt nur voraus, daß man eine neue Geschwindigkeit v_ε hinzufügt, und ist unabhängig davon, ob das Anfangssystem sich in Ruhe oder Bewegung befindet. Nur ist zu berücksichtigen, daß die Geschwindigkeit V des vom Stern kommenden Lichtes vom Standpunkt des Sonnenbeobachters nicht die Geschwindigkeit c im Äther ist, da ja die Sonne sich relativ zu diesem mit der Geschwindigkeit v_ε bewegt, was eine Komponente $v_\varepsilon \cos \varphi_\varepsilon$ in der Richtung des Lichtstrahles bedingt. Als Geschwindigkeit V ist daher $V = c + v_\varepsilon \cos \varphi_\varepsilon$ anzusetzen.

Mit der Abkürzung $\beta = v/c$ hat man daher

$$\sin(\varphi' - \varphi) = \frac{\beta_\varepsilon \sin \varphi'}{1 + \beta_\varepsilon \cos \varphi_\varepsilon},$$

oder bei Beschränkung auf Glieder erster und zweiter Ordnung in β den Villarceauschen Ausdruck

$$\sin(\varphi' - \varphi) = \beta_\varepsilon \sin \varphi' (1 - \beta_\varepsilon \cos \varphi_\varepsilon'). \qquad (3)$$

Aus der hier gegebenen Ableitung geht hervor, daß das Hereinspielen der Sonnengeschwindigkeit in den Aberrationsausdruck seinen physikalischen Grund darin hat, daß für den Sonnenbeobachter der vom Stern kommende Strahl

1) A. Kopff, diese Zeitschrift **23**, 120, 1922.

sich nicht mit der Geschwindigkeit c fortpflanzt. In der Relativitätstheorie dagegen gilt das Prinzip von der Konstanz der Lichtgeschwindigkeit; dieselbe ist für jeden Beobachter gleich c, und man hat in (2) $V = c$ zu setzen, so daß das Ergebnis vom Bewegungszustand der Sonne unabhängig wird.

Um $\varphi' - \varphi$, ebenso wie in (3), durch die direkt beobachtbare Größe φ' auszudrücken, kehren wir zunächst Formel (2) um

$$\cos\varphi = \frac{\cos\varphi' + \beta_e}{1 + \beta_e \cos\varphi'},$$

und erhalten hieraus

$$\sin(\varphi - \varphi') = \beta_e \sin\varphi' \left(1 - \frac{\beta_e}{2}\cos\varphi'\right). \quad (4)$$

Der Vergleich der beiden Endformeln (3) und (4) für die jährliche Aberration zeigt, daß zwar Unterschiede in Gliedern zweiter Ordnung vorhanden sind, daß aber dieselben zurzeit außerhalb der Möglichkeit einer messenden Feststellung liegen. Die jährliche Aberration ist in beiden Fällen von der Eigengeschwindigkeit der betreffenden Sterne unabhängig und für alle Objekte einer gegebenen Himmelsstelle die gleiche. Abgesehen von der Kleinheit der Glieder zweiter Ordnung, fehlt es daher an festen Punkten, auf welche man die Messungen beziehen könnte.

Pasadena, Juli 1922. Norman Bridge Laboratory of Physics.

(Eingegangen 29. Juli 1922.)

Das Tyndallphänomen in Flüssigkeiten.

(Vorläufige Mitteilung.)

Von Richard Gans.

(Mit Tafel III.)

Nachdem die seitliche Abbeugung des Lichtes durch Gasmolekeln sichergestellt war[1]), begann ich, das Tyndallphänomen in wässerigen Lösungen zu suchen, und zwar wählte ich als zu lösende Substanz Rohrzucker wegen seines hohen Molekulargewichts.

Trotzdem die Zuckermolekeln wesentlich größer sind als die der Gase, somit die Lichtzerstreuung, die der 6. Potenz des Molekulardurchmessers proportional ist, also viel größer zu erwarten ist und deshalb leichter zu beobachten sein sollte als bei Gasen, sind die bisherigen Ergebnisse anderer Forscher doch widersprechend[1]). Le Blanc z. B. verneint auf Grund von Versuchen, die Wolski angestellt hat, die Existenz des Tyndallphänomens in Flüssigkeiten.

Die Gründe der vielfachen Divergenzen sind zweierlei Natur. Bei positivem Befund besteht das Bedenken, ob jegliche Fremdkörper, wie Staubteilchen und dgl., vermieden worden sind, was ungleich schwieriger ist als bei Gasen; bei negativem Befund ist es fraglich, ob die optische Beobachtungsmethode ausreichend war.

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich. Mittels eines Handheliostaten wurde Sonnenlicht durch die Linse L_1 konzentriert und durch L_2 wieder parallel gemacht. Das Strahlenbündel durchlief dann den Trog T, der die zu untersuchende Flüssigkeit enthielt und im Innern eines geschwärzten Holzkastens K sich befand. Das seitlich abgebeugte Licht wurde mittels des photographischen Apparats P photographiert. D_1 und D_2 sind zwei Blenden, durch die falsches Licht vermieden wurde.

Fig. 1.

Da es erwünscht war, die Helligkeit des einfallenden Lichts beurteilen zu können, wurde das in der Kastenwand befindliche Papierfenster F mittels der kleinen Spiegel S_1 und S_2 beleuchtet und mit Hilfe des Spiegels S_3 auf der photographischen Platte oberhalb des vom Trog kommenden Tyndall-Lichtfleckes abgebildet. Dieses Vergleichslicht wurde durch die schwarzen Gläser R so geschwächt, daß seine Intensität nicht allzuviel größer war als die des Tyndallkegels.

Fig. 2.

1) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. (A) **94**. 453, 1918; **95**. 155, 1918; R. Gans, Ann. d. Phys. (4) **65**, 97, 1921.

1) Siehe M. Le Blanc, Ber. d. sächs. Ak. d. Wiss. **72**, 24, 1920; P. Wolski, Kolloidchemische Beihefte **13**, 137, 1920.

Selbstverständlich war der größte Wert auf sorgfältige Ultrafiltration zu legen, um Staubteilchen in der Flüssigkeit zu vermeiden.

Nach vielfachen Vorversuchen fand ich das Verfahren von Le Blanc und Wolski am geeignetsten. Der Trog wurde oben mit einem Trichter, unten mit einem S-förmigen Rohr versehen; im Trichter befand sich ein mit Kollodium imprägniertes Faltenfilter aus Seide. Das Ganze stand unter einer Glasglocke, in der durch Watte filtrierte völlig staubfreie Luft war. Die Flüssigkeit konnte mittels eines oben an der Glocke befindlichen mit Hahn versehenen Reservoirs in den Trichter nachgegossen werden, ohne daß die Glocke fortgenommen zu werden brauchte. Indem die auf diese Weise ultrafiltrierte Flüssigkeit lange Zeit durch den Trog floß, erhielt man z. B. so reines Wasser, daß bei Beleuchtung mit starkem Bogenlicht kein seitlich abgebeugtes Licht zu sehen war.

Fig. 3 ist die Photographie des Tyndalleffekts einer 18 proz. Rohrzuckerlösung, Fig. 4 die von reinem Wasser. Beiden Flüssigkeiten hatte ich 0,5 Proz. Karbolsäure zugesetzt, um die Bildung von Mikrobenkulturen auszuschließen. Das obere Feld ist das Vergleichslicht, das untere der Tyndalleffekt. Man sieht deutlich, daß die Zuckerlösung sehr viel mehr Licht seitlich abgebeugt hat als das Wasser. Das würde noch klarer in die Augen treten, wenn nicht der Trog kurz vor Aufnahme der Photographie Fig. 4 undicht geworden wäre. Dadurch kam die Wasseroberfläche in ihrer Höhe den Diaphragmen D_1 und D_2 sehr nahe und erzeugte an den Rändern die auf dem Bilde sichtbaren störenden Reflexe.

Um die Teilchenform zu bestimmen, blendete ich das Vergleichslicht ab und schaltete zwischen Trog und Objektiv des photographischen Apparats das achromatisierte doppelbrechende Prisma B ein. Dann erhielt ich bei der Zuckerlösung die beiden Bilder der Fig. 5, bei Wasser Fig. 6. Die unteren Felder sind durch das vertikal schwingende linear polarisierte Licht erzeugt, die oberen durch den horizontal schwingenden Anteil des depolarisierten (natürlichen) Lichts. Hätten die abbeugenden Teilchen genau Kugelsymmetrie, so wäre gar kein depolarisiertes Licht vorhanden. Die Wirklichkeit kommt diesem Zustand recht nahe. (Beim Wasser habe ich das obere Feld auf der Photographie umrahmt, weil es sich auf der Kopie von der Umgebung nicht abhebt.)

Die Versuche sollen mit besseren Mitteln fortgesetzt werden. Erstens wird ein Zoelostat und bessere Optik benutzt werden, deren Lichtstärke gestatten wird, die Erscheinung in schmalen Spektralbereichen zu studieren, zweitens sollen die Beobachtungen auf verschiedene Stoffe ausgedehnt werden, drittens sollen die Platten mit einem Hartmannschen Mikrophotometer, das ich mir für diesen Zweck gebaut habe, ausgemessen werden.

Dabei wird sich vielleicht zeigen, ob das ganz schwache vom Wasser ausgestrahlte Tyndall-Licht doch noch von Spuren fremder Substanzen herrührt oder für reines Wasser charakteristisch ist, indem es den Wassermolekeln oder vielleicht Komplexbildungen der Molekeln seinen Ursprung verdankt.

La Plata, 10. August 1922, Instituto de Fisica.

(Eingegangen 21. September 1922.)

Über die Gesetzmäßigkeit der Achsenrotation der Planeten.

(Bemerkung zu der gleichnamigen Arbeit von H. Kaul[1]).

Von Alfred Klose.

1. Die von Herrn Kaul aufgestellte Formel für die Zahl R der Achsenrotationen (bezogen auf $R = 1$ für die Erde) kann auch wie folgt geschrieben werden

$$R^2 = (1 + r \cdot \alpha \cdot K)^3,$$

wo

$$\alpha = 1 - \left(\frac{1}{ar}\right)^2$$

und

$$K = 0{,}065 + 0{,}0006\, a^{3/2}$$

oder entwickelt,

$$R^2 = 1 + r\alpha K_1 + r^2\alpha^2 K_2 + r^3\alpha^3 K_3.$$

Dieser Ansatz, der als Reihe nach Potenzen des Planetenradius r gedeutet werden kann, ist durchaus plausibel. Da aber vier Größen α, K_1, K_2 und K_3 unbekannt sind, während nur drei Gleichungen (für Mars, Jupiter und Saturn) zur Berechnung herangezogen werden können (wie es auch tatsächlich geschieht), so haben wir ein unterbestimmtes Gleichungssystem vor uns. Wir haben es also bei der Kaulschen Formel nicht einmal mit einer Interpolationsformel zu tun, zu deren Ableitung stets ein überbestimmtes Gleichungssystem erforderlich ist. Da r für Mars nahezu 0,5 ist, so kann ich die willkürliche Funktion α so wählen, daß K_2 und K_3 wesentlich nur von Jupiter und Saturn bestimmt werden. Dies ist z. B. bei

$$\alpha = 1 - \left(\frac{1}{ar}\right)^2$$

1) H. Kaul, diese Zeitschr. **23**, 184, 1922.

erfüllt, doch kann man leicht beliebig viele Formen von α angeben, die sämtlich mechanisch wirksame Größen enthalten und dieselbe geforderte Eigenschaft aufweisen. Es wird für Jupiter $1-\alpha = 0{,}0004$, für Saturn $1-\alpha = 0{,}0002$, also relativ klein. K_1 bestimmt sich aus der Gleichung für Mars

$$R_M^2 = 1 + r\alpha K_1.$$

Die Gleichungen für Jupiter und Saturn haben dann die Form

$$R_J^2 = 1 + rK_1 + r^2K_2 + r^3K_3.$$

Wenn man nun noch die Forderung stellt, eine mathematisch schöne Form zu finden, so kann man durch Entwicklung von K in eine Potenzreihe nach irgendeiner Größe (z. B. nach $a^{1/2}$) dies in beliebig vielen Variationen erreichen.

2. Daß man bei diesen Formeln auch andere Kombinationen mechanisch wirksamer Größen wählen kann, zeigt eine Untersuchung von H. Nies[1]), der (übrigens schon vor 9 Jahren) eine Formel aufgestellt hat, der ich die folgende Gestalt geben will:

$$R = C\,\frac{r\,\mathrm{tg}^2\,\delta}{a^2 d^4},$$

wo δ die Neigung der Rotationsachse gegen die Achse der Bahnebene, d die Dichte des Planeten bedeutet und wo C eine Größe ist, die im allgemeinen denselben konstanten Wert annimmt (wie oben die Funktion α), die aber bei Saturn von der Ausdehnung des Ringsystems abhängt. Die Übereinstimmung ist natürlich ebenso befriedigend wie bei der ersten Formel.

Wir sehen hieraus, daß extrapolatorische Schlüsse zunächst völlig in der Luft hängen und daß es z. B. keinen Sinn hat, irgendwelche Grenzflächen zu diskutieren, wie es z. B. neuerdings H. Troeger-Wohlau[2]) versucht. Wir sehen aber auch weiter, daß empirische Formeln, die unter Bedingungen aufgestellt werden analog den obigen, mit außerordentlich geringer Wahrscheinlichkeit einen physikalischen Inhalt repräsentieren.

Greifswald, Astronomisches Institut der Universität.

1) H. Nies, Astr. Nachr. **195**, 7, 1913.
2) H. Troeger-Wohlau, diese Zeitschr. **23**, 362, 1922.

H. Kaul, Mitteilung an die Redaktion.

Zu vorstehenden mathematischen Betrachtungen des Herrn Dr. Klose sei bemerkt, daß mit meinem qu. Aufsatz nicht eine Zahlenspielerei, sondern eine vorläufige Mitteilung über meine damals noch im empirischen Stadium befindliche Untersuchung veröffentlicht werden sollte, bei der ich einen ganz bestimmten, durch die von mir angedeuteten physikalischen Erwägungen genau vorgezeichneten Weg verfolgte.

Daß der von mir eingeschlagene Weg richtig war, zeigt meine neue Veröffentlichung in Nr. 5199 der „Astronomischen Nachrichten" Kiel vom 2. Dezember 1922.

Weitere Mitteilungen behalte ich mir vor.

(Eingegangen 8. Dezember 1922.)

Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen von hoher Windungszahl und die Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Größe der Zusatzkapazität.

Von Erich Marx und August Karolus.

Will man die Kapazität einer Spule von sehr großem Widerstand und sehr großer Selbstinduktion, die aus vielen tausend Windungen sehr dünnen Drahtes mit dünnster Umspinnung besteht, messen, so sind die üblichen Meßverfahren, wie Brückenanordnung oder alternative Auf- und Entladung durch ein Galvanometer aus leicht ersichtlichen Gründen nicht anwendbar. Aber auch die Bestimmung der Kapazität aus der Eigenschwingung ist bei derartig beschaffenen Spulen nur mit besonderen Vorsichtsmaßnahmen gegenüber Spulen mit starker Isolation zulässig. Ohne diese tritt leicht Durchschlagen der Isolation ein.

Neben dieser technischen tritt aber auch eine physikalische Komplikation dadurch auf, daß die Resonanzverfahren auf der Gültigkeit der Thomsonschen Formel

$$\tau = 2\pi\sqrt{LC}$$

beruhen, diese Formel aber nicht für die kontinuierlich verteilte Spulenkapazität gültig ist, sondern zur Voraussetzung hat, daß die Kapazität diskret verteilt gegeben ist. Beim Einzeldraht wird der Faktor der Schwingungsgleichung 4 anstatt 2π; für Spulen, wie sie hier in Betracht kommen, ist er theoretisch nicht angebbar. Das folgende Verfahren wird beiden Komplikationen gerecht.

§ 1. Die Meßmethode.

Für die Kapazität der Spule wird die Thomsonsche Formel angenähert gültig bleiben, wenn an den Enden der Spule ein Kondensator liegt, der so große Kapazität C hat, daß die der Spule y beträchtlich kleiner ist. In diesem Falle wird die Spulenkapazität als Parallelschaltung zur Endkapazität betrachtet werden können, und bei genauer Kenntnis der Selbstinduktion L und der Zuschaltung C wird man aus

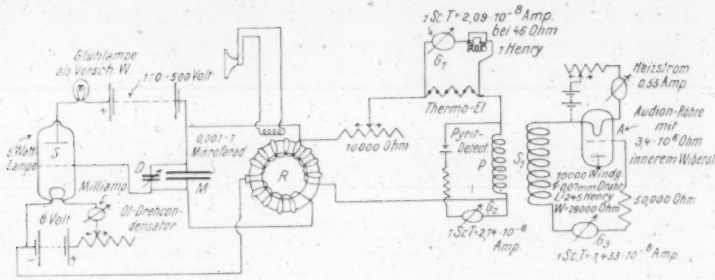


Fig. 1.

$$\tau = 2\pi\sqrt{L\,(C + y)}$$

die unbekannte y berechnen können, wenn man die Periode τ genau zu messen in der Lage ist. Ist y hieraus bestimmt und ermittelt man nunmehr durch Messung der Perioden bei immer kleiner werdender Zusatzkapazität C_i die immer stärker zunehmende Abweichung vom Faktor 2π, so läßt sich die Berechtigung, daß die Anfangszusatzkapazität hinreichend groß gewählt war, aus dem Verlauf des Faktors selbst entnehmen. Es wird dann $\tau = a\sqrt{L\,(C_i + y)}$, wobei a sich um so kleiner gegen 2π erweisen wird, je kleiner die Zusatzkapazität gegen y wird.

Es ist selbstverständlich, daß die Kapazität der Anordnung, welche zum Zwecke der Messung an die Enden der Spule gelegt ist, nicht gegen die der Spule in Betracht kommen darf.

§ 2. Das Prinzip der Anordnung.

Das Prinzip der Anordnung ist das folgende:

I. Es wird eine Primärspule so lose mit der zu messenden Spule gekoppelt, daß eine wesentliche Beeinflussung der Eigenschwingungsdauer der letzteren durch die Koppelung nicht stattfindet. Dies wird dadurch festgestellt, daß der Austausch der Spule durch eine mit 10mal größerem Radius, die für die Eigenschwingung der Spule erhaltenen Werte nicht verändert.

II. Bei Änderung der Frequenz des Meßstromes wird die Spannung an der Primärspule konstant gehalten. Das Maximum der Spannung an der Sekundärspule wird unter dieser Bedingung für die Änderung der Frequenz des Meßstromes aufgesucht.

III. Die Messung wird für verschiedene Zusatzkapazitäten, von beträchtlicher Größe gegen die der Spule beginnend, bis zur Zusatzkapazität o herunter durchgeführt.

IV. Die Spannungsmessung an der Primär- und an der Sekundärspule erfolgt mit Hilfe von hochohmigen Ventil-Voltmeteranordnungen unter Verwendung hochempfindlicher Spiegelgalvanometer. Die Frequenzmessung geschieht akustisch. Die Messung der Selbstinduktion durch die des Spannungsabfalls bei bekannter Frequenz.

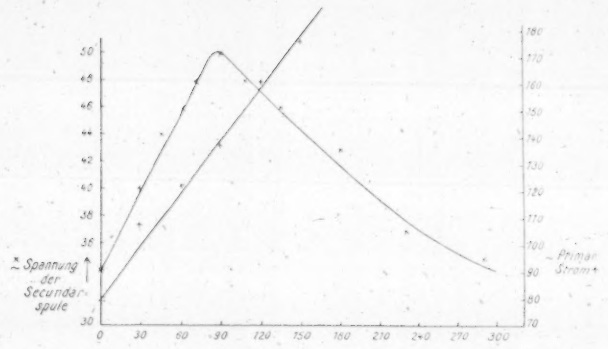
§ 3. Die experimentelle Anordnung.

Das Schema der Anordnung ist in der Fig. 1 wiedergegeben. Die Frequenz des ungedämpften Schwingungskreises wird durch geeichte Luftresonatoren bestimmt. Die Schwingungsröhre S ist eine 5 Wattröhre von Telefunken. Unter der Voraussetzung, daß der Heizstrom auf Bruchteile eines Milliamp. konstant gehalten wird, und nur dann, hängt die Frequenz des Kreises bei konstanter Selbstinduktion lediglich von der Kapazität des Schwingungskreises ab. Sie wurde durch einen Drehkondensator D, der einem Präzisionskondensator M parallel geschaltet war, variiert.

Daß eine sehr geringe Änderung des Heizstromes des Schwingungsrohres eine sehr große Änderung der Schwingungsdauer des Kreises zur Folge hat, beruht unter anderm auf der Änderung der Röhrenkapazität mit dem Heizstrom.

Über den Übertrager R wird dann der Meßstrom zur Primärspule geleitet. Die Strommessung im Primärkreise erfolgt relativ, durch Thermoelemente. Sie bestehen aus sechs hintereinander geschalteten Eisen—Konstantan-Lötstellen, welche über eine Drosselspule mit einem Galvanometer G_1 verbunden sind. Die Apparatkonstanten sind in der Fig. 1 beigeschrieben.

Zur Spannungsmessung der Primärspule dient eine Detektoranordnung oder ein Röhrenvoltmeter. Der Strom wird hier nur in einer Richtung durchgelassen. Die Messung erfolgt am Spiegelgalvanometer G_2. Die Selbstinduktion der Spule S_1 wurde aus dem relativen Spannungsabfall bei Hintereinanderschaltung mit selbstinduktionsfreiem Widerstand und konstanter Frequenz einer Wechselstrom-



(Maximum: $\lambda_m = 269$ mm Luft) (akustisch) Einstellung des Zusatzkondensators.

Abhängigkeit der Spannung der Sekundärspule von der Stellung des Zusatzkondensators.

Fig. 2.

maschine, zu 245 Henry bestimmt. Die Spule besteht aus 70000 Windungen eines 0,07 mm dicken Drahtes und einem unterteilten Eisenkern von 8 mm Durchmesser. Die Isolation ist dünnste Seidenumspinnung. Sie war außerdem in siedendem Paraffin unter der Luftpumpe durchisoliert. Die Spule diente als Transformator in dem Alkaliverstärker des einen von uns[1]). Die Kapazität mußte zum Zwecke der theoretischen Behandlung bestimmt werden[2]).

§ 4. Die Messungen.

Zur Bestimmung der Resonanzfrequenz ist die Aufnahme der ganzen Resonanzkurve natürlich nicht erforderlich. Es wurde aber, um ein Urteil über die Resonanzschärfe zu gewinnen, verschiedentlich die ganze Kurve aufgenommen. Die Tabelle I zeigt den Verlauf der Spannung an der Spule in Abhängigkeit von der Einstellung des Zusatzkondensators D, der als Feinregulierung der Kapazität M parallel geschaltet ist.

Die akustische Messung erfolgt am besten so, daß man den Luftresonator fest einstellt, und das Tonmaximum durch Einengung zwischen zwei Einstellungen des Zusatzkondensators bestimmt. Die Einengungsgrenzen sind etwa 30 bis 40°. Bei mehrfacher Einstellung erhält man aber innerhalb 2—3° die gleiche Einstellung. Die Frequenz wird aus

$$n = \frac{331\sqrt{1 + 0{,}004\,t}\ \frac{\text{m}}{\text{sec}}}{\lambda_{(\text{m})}}$$

berechnet. Die Zahl der ganzen Schwingungen des elektrischen Kreises ist dann $n/2$, da hier bei akustischer Messung λ_m einer Halbwelle entspricht.

Tabelle I.

Abhängigkeit des Spannungsanzeigers von der Einstellung des Zusatzkondensators.

Zusatz-Kondensator Stellung	Primärstrom	Sekundäre Spannung	Primärspulen-Spannung
0°	78''	34	
30	97	40	
45		44	
60	121		
63		46	
72		48	
90	136	50	konstant
108		48	
120	160		
135		46	
150	175		
180		43	
230		37	
280		35	

Bei dieser Messung war ein Plattenkondensator von 73 cm Kapazität der Spule zugeschaltet. Die Fig. 2 zeigt den Verlauf. Das Spannungsmaximum der Sekundärspule liegt bei der Einstellung 90° des Zusatzkondensators. Die akustische Messung ergab als Wellenlänge des Tones

$$\lambda = 269 \text{ mm}.$$

Die Frequenz des elektrischen Systems betrug danach 344/0,538 ganze Schwingungen/sec.

Die Zuschaltung von 0,001 M.F. = 900 cm zu der Spule von 245 Henry ergab nun die

1) E. Marx, Ann. d. Phys. (im Erscheinen).
2) E. Marx, Ann. d. Phys. 67, 78, 1922.

Tonwelle $\lambda = 579{,}2$ mm. Hiernach berechnet sich, entsprechend § 1 und 2, die Spulenkapazität

$$y = \frac{1}{245}\left(\frac{1{,}584}{2\pi \cdot 344}\right)^2 - 100 \cdot 10^{-11} = 17{,}2 \cdot 10^{-11}\ \text{F.}$$

Die Spulenkapazität y wird also aus der Zuschaltung von $^1/_{1000}$ M.F. berechnet, unter der Voraussetzung, daß in der Thomsonschen Formel

$$\tau = a\sqrt{L(C+y)}$$

$a = 2\pi$ angenommen werden kann, indem durch diese Zuschaltung der Kapazität von 900 cm, die Voraussetzung diskreter Ladungsverteilung im wesentlichen erfüllt ist. Die Berechtigung dieser Voraussetzung wird wesentlich dadurch gesichert, daß auch noch für die Kapazität, für die obige Resonanzkurve aufgenommen ist, nämlich für $C = 73$ cm $= 8{,}11 \cdot 10^{-11}$ F. der Faktor a sich gleich 2π ergibt, und erst bei weiterer Abnahme der Zusatzkapazität, wie die folgende Tabelle zeigt, sich verkleinert.

In der Tabelle sind in der ersten Spalte die der Spule zugeschalteten Kapazitäten mit C bezeichnet. y ist die Spulenkapazität. In der zweiten Spalte ist die akustisch gemessene Wellenlänge, in der dritten ist der Faktor $a = \frac{1}{\eta\sqrt{LC}}$ unter der Annahme berechnet, daß der Wert von y, der soeben angegeben ist, genau richtig ist.

Es ist ersichtlich, daß bereits eine diskret verteilte Kapazität von nur der Hälfte der kontinuierlich verteilten genügt, um diskrete Ladungsverteilung im Sinne der Thomsonschen Formel zu erwirken.

Tabelle II.

Abhängigkeit des Faktors der Thomsonschen Gleichung von der Zuschaltung diskret verteilter Kapazität.

Spule + C	λ in Luft	$a = \frac{2\lambda}{344\sqrt{L(C+y)}}$
$C = 73$ cm $(C+y) = 25{,}31 \cdot 10^{-11}$ F.	269 mm	6,28
$C = 52{,}3$ cm $(C+y) = 23{,}03 \cdot 10^{-11}$ F.	251 „	6.15
$C = 33{,}9$ cm $(C+y) = 20{,}97 \cdot 10^{-11}$ F.	234 „	6.0
$C = 0$ $(C+y) = 17{,}2 \cdot 10^{-11}$ F.	208 „	5.89

Zusammenfassung: Die angegebene Anordnung dient zur Messung der Kapazität dünndrähtiger Spulen hoher Windungszahl in vielen Lagen mit dünnster, gegen Spannungen empfindlicher Isolation. Aus den gelegentlich der Benutzung der Anordnung angestellten Experimenten geht hervor, daß eine Zuschaltung von diskreter Kapazität, die nur halb so groß sein braucht, wie die kontinuierlich verteilte, bewirkt, daß der Faktor der Thomsonschen Gleichung nämlich 2π, der theoretisch unter der Annahme alleiniger diskreter Kapazitätsverteilung erhalten ist, bestehen bleibt und erst bei weiterer Verkleinerung der diskreten Zusatzkapazität abnimmt.

Leipzig, Abt. f. Radiophysik d. Phys. Inst., Dezember 1922.

(Eingegangen 8. Januar 1923.)

Demonstrationsversuch über die magnetische und elektrische Ablenkung von Kathodenstrahlen.

Von E. Mauz.

(Mit Tafel IV.)

Auf Anregung von Herrn Prof. J. Zenneck habe ich den folgenden Demonstrationsversuch ausgearbeitet, der illustrieren soll, wie die elektrische und magnetische Ablenkung der Kathodenstrahlen von ihrer Geschwindigkeit abhängt und welche praktischen Folgerungen sich daraus für die Braunsche Röhre ergeben. Bezeichnet bei einer Braunschen Röhre l die Länge des wirksamen magnetischen und l' diejenige eines elektrischen Feldes von der Stärke $\mathfrak{H}$ bzw. $\mathfrak{E}$, welche über diese Länge als homogen betrachtet werden, d bzw. d' den Abstand des Leuchtschirmes von dem Ende des jeweiligen Feldbereiches, e/m das Verhältnis von Ladung zur Masse eines Kathodenstrahlteilchens von der Geschwindigkeit v, so ergeben sich bekanntlich für die Ablenkungen h bzw. h' des Flecks auf dem Schirm die Beziehungen:

$$h = \frac{1}{v}\,\mathfrak{H}\,\frac{e}{m}\,l\left(d + \frac{l}{2}\right);$$

$$h' = \frac{1}{v^2}\,\mathfrak{E}\,\frac{e}{m}\,l'\left(d' + \frac{l'}{2}\right).$$

Die Empfindlichkeit der Braunschen Röhre ist demnach bei magnetischer Ablenkung umgekehrt proportional der Geschwindigkeit selbst, bei elektrischen Feldern umgekehrt proportional dem Quadrat der Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen. Steigert man also zur Erzielung der höchsten Helligkeit der Figuren auf dem Schirm durch Erhöhung des Vakuums die Spannung an der Röhre und damit die Geschwindigkeit ihrer Kathodenstrahlen, so verringert sich nicht

nur die Empfindlichkeit der Röhre überhaupt, sondern es geht die Empfindlichkeit der elektrischen Ablenkung in viel stärkerem Maße zurück als die der magnetischen.

Dieses Verhalten erläutert folgender Versuch: Auf das Kathodenstrahlbündel einer Braunschen Röhre läßt man ein magnetisches Wechselfeld von mittlerer Frequenz, welches man etwa durch den Strom einer 50- oder 500-Periodenmaschine erzeugt, und gleichzeitig ein elektrisches Wechselfeld von hoher Frequenz, zu dessen Herstellung man sich am besten eines Elektronenröhren-Generators bedient, in der Weise einwirken, daß die Ablenkung durch das magnetische Feld in vertikaler, die Ablenkung durch das elektrische Feld in horizontaler Richtung erfolgt. Unter der gleichzeitigen Einwirkung beider Wechselfelder schraffiert gewissermaßen der Fleck der Braunschen Röhre eine Rechteckfläche, deren Berandung infolge der geringen Geschwindigkeit des Flecks an den Umkehrpunkten besonders hell hervortritt[1]).

Läßt man dieselben Scheitelwerte der Feldstärken bei verschiedenem Vakuum einwirken, so erhält man Rechtecke von verschiedener Form. So geben z. B. die Bilder 1, 2, 3 (Fig. 1) die photographischen Aufnahmen von drei solchen Rechtecken wieder, und zwar in der Reihenfolge für zunehmendes Vakuum. Man erkennt zunächst, wie die Rechtecke mit Verringerung des Druckes im ganzen immer kleiner werden, d. h. die Empfindlichkeit der Braunschen Röhre nimmt dabei ab. Man sieht ferner, wie das Verhältnis der Rechteckseiten sich ändert: das erste Rechteck ist mehr breit als hoch, das mittlere nahezu quadratisch, das letzte mehr hoch als breit.

Eine Ausmessung der Aufnahmen ergab folgende Werte für die Seitenlängen:

Rechteck No.	1	2	3
Höhe a (magn. Ablenkung)	23,0	18,5	15,0 mm
Breite b (elektr. Ablenkung)	30,0	19,5	13,0 mm

Nach den oben angeführten Bedingungen muß sich verhalten einerseits

$$v_1 : v_2 : v_3 = \frac{1}{a_1} : \frac{1}{a_2} : \frac{1}{a_3} = 1{,}00 : 1{,}24 : 1{,}53,$$

andererseits

$$v_1 : v_2 : v_3 = \frac{1}{\sqrt{b_1}} : \frac{1}{\sqrt{b_2}} : \frac{1}{\sqrt{b_3}} = 1{,}00 : 1{,}24 : 1{,}52.$$

Es stimmen also die aus der magnetischen Ablenkung abgeleiteten Geschwindigkeitsverhältnisse innerhalb der Genauigkeitsgrenze auch quantitativ gut mit den aus der elektrischen Ablenkung erhaltenen überein.

Bei einigermaßen guter Röhre lassen sich die Figuren leicht projizieren. Einige Umdrehungen an einer angeschlossenen rotierenden Gaedepumpe geben die nötige Änderung des Vakuums und damit die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen.

(Eingegangen 3. Januar 1923.)

Nachtrag zu den Vorträgen und Diskussionen des deutschen Physikertages in Leipzig vom 17.—24. September 1922.

(Erscheint infolge verloren gegangener Korrektur verspätet.)

Diskussion zu dem Vortrage Stern-Rostock: Über den experimentellen Nachweis der räumlichen Quantelung im elektrischen Feld (diese Zeitschr. **23**, 481, 1922).

Ladenburg-Breslau: Die außerordentlich wichtigen Überlegungen von Herrn Stern geben unter anderm zum erstenmal eine brauchbare Erklärung der starken Verbreiterung wasserstoffähnlicher Linien durch „Zusammenstöße". Daß die Debye-Holtsmarksche Theorie jedenfalls zur Deutung der Verbreiterung der D-Linien nicht ausreicht, ist wohl durch die Auffindung des minimalen quadratischen (unsymmetrischen) Starkeffekts an den D-Linien in Absorption erwiesen[1]). Daher bedeutet die neue Erklärung einen großen Fortschritt, wonach die Inhomogenität der Felder der umgebenden Atome die Ursache der Verbreiterung sein soll. Allerdings ergeben die Beobachtungen stark unsymmetrisch verbreiterte Linien. Ich möchte deshalb fragen, ob diese Unsymmetrie auch durch die neue Theorie erklärt werden kann.

Stern-Rostock: Die Unsymmetrie könnte außer vom quadratischen Effekt auch vom inhomogenen Starkeffekt herrühren, den die durch das leuchtende Atom polarisierten Moleküle erzeugen.

1) R. Ladenburg, diese Zeitschr. **22**, 549, 1921.

(Eingegangen 6. Februar 1923.)

1) Über eine derartige Anordnung siehe z. B. E. Mauz u. J. Zenneck, Jahrbuch d. drahtl. Telegr. u. Teleph. **19**, 256, 1922.

BESPRECHUNGEN.

R. v. Mises, Fluglehre. Vorträge über Theorie und Berechnung der Flugzeuge in elementarer Darstellung. gr. 8°. VII u. 210 S., m. 113 Abbildungen. 2., durchgesehene Auflage. Berlin, Julius Springer. 1922. M. 75.—.

Das vorliegende Werkchen erhielt bereits in seiner 1. Auflage in dieser Zeitschrift eine ausführliche Besprechung (**20**, 527, 1919). Daß es trotz der Beschränkung, die deutscher Luftfahrt zur Zeit auferlegt ist, jetzt in zweiter Auflage erscheint, ist ein Beweis seiner Zweckmäßigkeit und Güte. Der Aufbau des Buches ist beibehalten, jedoch ist an zahlreichen Stellen die gewissenhafte Durchsicht festzustellen. Neuerungen ist Rechnung getragen. Zu erwähnen ist hier der Ersatz älterer Eiffelscher Diagramme von Flügelprofilen durch Diagramme neuerer Göttinger Profile, eine Kennzeichnung des Lachmann-Handley-Page-Flügels und eine erweiterte Darstellung der verschiedenen „Höhenmotoren". Vermissen wird mancher in diesen Tagen eine Erwähnung des Segelfluges. Vielleicht bringt uns die nächste Auflage hier eine gleich ansprechende Darstellung, wie sie die sonstigen Seiten des Flugwesens in dem Büchlein gefunden haben. Schiller.

A. Föppl, Vorlesungen über technische Mechanik. 5. Bd. Die wichtigsten Lehren der höheren Elastizitätstheorie. 8°. XII u. 372 S., m. 44 Abbildungen. 4. Auflage. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1922. M. 150.—, geb. M. 170.—; 6. Bd: Die wichtigsten Lehren der höheren Dynamik. 8°. XII u. 456 S. m. 33 Abbildungen. 4. Auflage. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner. 1921. M. 72.—, geb. M. 84.—.

Eine besondere Empfehlung dieses wohl am weitesten verbreiteten Lehrbuches der Mechanik dürfte sich erübrigen. Nachdem die erste Auflage des 5. und 6. Bandes schon bald nach dem Kriege vergriffen war, wurden zunächst aus Zeitmangel je zwei anastatische Auflagen herausgegeben. Die nunmehr vorliegende 4. Auflage der beiden Bände bietet aber eine Neubearbeitung des Stoffes. Im 5. Bande sind insbesondere einige Paragraphen über Torsionsprobleme neu hinzugekommen. Im wesentlichen weicht aber die neue Auflage in Inhalt und Form nicht erheblich von der bewährten 1. Auflage ab. A. Betz.

Hermann Naatz und Ernst W. Blochmann, Das zeichnerische Integrieren mit dem Integranten. gr. 8°. VII u. 61 S. m. 46 Abbildungen. München u. Berlin, R. Oldenbourg. 1921. Kart. M. 12.—.

Der Integrant ist ein einfaches, leicht zu handhabendes Instrument, das zur graphischen Integration nach dem Sehnenverfahren dient. Seine Benutzung bedeutet gegenüber der rein graphischen Methode eine merkliche Zeitersparnis, die überall dort ins Gewicht fällt, wo wiederholt zu einer gegebenen Kurve die Integralkurve zu zeichnen ist. Gegenüber den kostspieligen Integraphen hat das kleine Instrument den Vorzug, daß die Integralkurve an jede beliebige Stelle des Zeichenblatts gelegt werden kann, und ihr Maßstab innerhalb weiter Grenzen willkürlich ist. Der Fehler einer mit dem Instrument ausgeführten Integration läßt sich nach Angabe der Verfasser leicht unter 1 Proz. halten.

Das Büchlein enthält außer einer leicht verständlichen Beschreibung des Instruments und seiner Handhabung noch eine große Zahl von Beispielen für die Anwendung der graphischen Integration. Aus der Fülle der Aufgaben sei nur erwähnt: Die Bestimmung von Flächeninhalten, statischen und Trägheitsmomenten, der elastischen Linie eines Trägers und die Berechnung der Stabilität eines Schiffes. Aufgaben, deren graphische Lösung auch ohne Gebrauch des Integranten von Interesse ist. König.

Berichtigung.

In der Bemerkung des Herrn L. Prandtl zu dem Aufsatz des Herrn W. Heisenberg, diese Zeitschr. **23**, 363—366, 1922 sind, da dem Autor keine Korrekturen zugegangen waren, zwei sinnstörende Druckfehler stehen geblieben.

Seite 366, Zeile 5 v. u. muß statt volumkonstanter Druck gelesen werden: nahezu konstanter Druck.

Seite 366, Zeile 10 v. u. muß Formiérung anstatt Formulierung gelesen werden.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Ernannt: Der wissenschaftliche Hilfsarbeiter bei der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Charlottenburg Dr. Viktor Engelhardt zum Regierungsrat, der a. o. Professor an der Universität Freiburg i. B. Dr. Walter Friedrich zum ord. Professor für Strahlenforschung an der Universität Berlin.

Verliehen: Dem ord. Professor der anorganischen Chemie an der Universität Erlangen Dr. Max Busch und dem ord. Professor der chemischen Technologie an der Technischen Hochschule München Dr. Gustav Schultz der Titel Geheimrat.

Gestorben: Der ord. Professor der Astronomie an der Universität Leiden Dr. Henricus Gerardus van de Sande Bakhuyzen, der frühere Direktor der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt in Berlin Geheimrat Professor Dr. K. E. Bessel-Hagen, der ord. Professor der analytischen Chemie an der Queens University in Kingston Canada Dr. John Waddell, der a. o. Professor der Physik an der Universität Berlin Geh. Regierungsrat Dr. Friedrich Neesen, der Professor der Physik an der Universität Kiew Dr. J. Kossonogoff, der Professor der Mechanik an der Technischen Hochschule Moskau Dr. E. A. Bolotow, die Professoren der Mathematik an der Universität Moskau Dr. B. K. Mlodziewski und Dr. A. K. Wlassoff, der frühere ord. Professor der Physik an der Universität München Geheimer Rat Dr. Wilhelm Röntgen.

Für die Schriftleitung verantwortlich Dr. Hans Küstner in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.

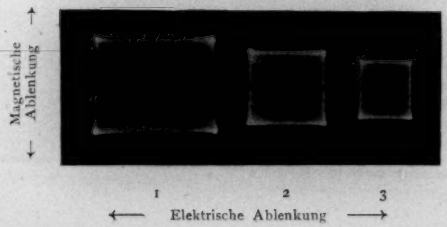
Fig. 3.

Fig. 4.

Fig. 5.

Fig. 6.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

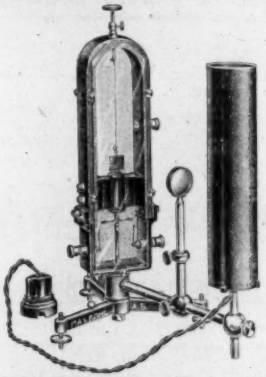


E. Mauz, Demonstrationsversuch über die magnetische und elektrische Ablenkung von Kathodenstrahlen.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.

OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY.

Max Kohl A.G. Chemnitz



61392. Drehspul-Spiegelgalvanometer.

Physikalische Apparate

Funken-Induktoren

Ölluftpumpen

Experimentier-Schalttafeln

Projektions-Apparate

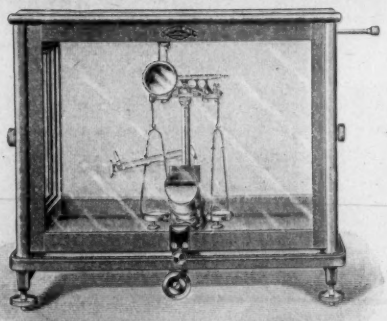
Laboratorienmöbel

In gediegener Ausführung.

Weltausstellung Brüssel: 4 Grosse Preise; Turin: 2 Grosse Preise;
Dresden: Grosser Preis.

Sartorius-Werke A.-G. Göttingen Prov. Hannover

Analysen- und Präzisions-Wagen für feine und feinste Wägungen in bekannt sauberster Ausführung.



Sartorius'-
Mikro-chemische
Analysenwage.

D. R. G. M. 786129—796130

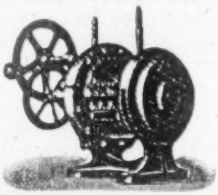
Unsere Fabrikate sind in allen einschlägigen Geschäften zu Originalpreisen erhältlich.

Katalog „Präcis 46" kostenfrei.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar

Gegründet 1890

Fabrik physikalischer, chemischer und technischer Apparate

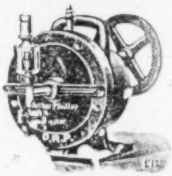


Rotier. Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Pfeiffer. D. R. P.

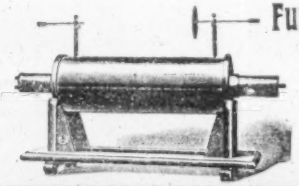
Spezialfabrik für Hochvakuumpumpen

zu wissenschaftlichen und technischen Zwecken

Alle Arten Luftpumpen, Kolben-Ölluftpumpen, rotierende Ölluftpumpen, rotierende Quecksilberluftpumpen für Betrieb und Laboratorium



Rotierende Quecksilber-Hochvakuumpumpe System Gaede. D. R. P.



Funkeninduktoren bis 1000 mm Funkenlänge

Normaltypen von 6—1000 mm Funkenlänge mit Unterbrechern aller Art

Spezial-Funkeninduktoren für technische und wissenschaftliche Zwecke

..... Listen kostenlos von Abteilung E verlangen. .....

E. Leybold's Nachf. A.-G.

Cöln a/Rhein

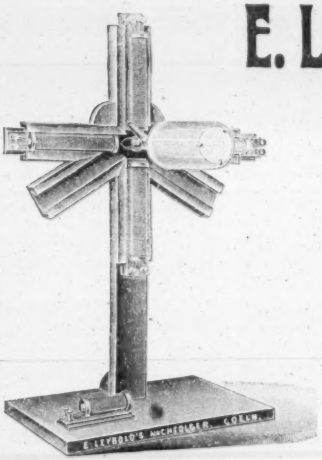
Fabrik physikalischer Apparate

Zweigniederlassung:

Berlin NW 7, Dorotheenstraße 53

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie

Hochvakuumpumpen nach Gaede



Universalstativ für Braun'sche Röhre nach Simon und Reich.

Katalog, enthaltend 16000 Nummern, wird Instituten auf Wunsch übersandt.

Für den Anzeigenteil verantwortlich S. Hirzel in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.